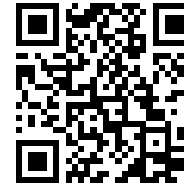
This is a reproduction of a library book that was digitized by Google as part of an ongoing effort to preserve the information in books and make it universally accessible.

Google™ books

https://books.google.com



Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

ENGIN.
LIBRARY

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

JAHRBUCH

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

sowie für das Gesamtgebiet der

Hochfrequenztechnik

BAND XIV

(Manuldruck)

BERLIN W * VERLAG VON M. KRAYN

Digitized by Google

Digitized by Google

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift

des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham**, Dr. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Wien), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Wien), Ingenieur **W. Habenmann** (Kiel), Prof. **Kiebitz** (Berlin) Dr. **A. Meissner** (Berlin), Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Dr. **E. Nesper** (Wien), Ingenieur Dr. **Vald. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **Scheller** (Berlin), Prof. **Sommerfeld** (München), Prof. **Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Göttingen)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben

von

Prof. Dr. Heinr. Faßbender

(Privatdozent an der Techn. Hochschule Berlin)

Vierzehnter Band

Mit 386 Figuren im Text und 8 Tafeln

BERLIN W.
VERLAG VON M. KRAYN
1919

Digitized by Google

TK 5700
J46
v. 14

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Digitized by Google

Inhaltsverzeichnis.

R. = Referate; M. = Mitteilungen aus der Praxis.)

Autorenverzeichnis.

Seite

Abraham, Max, Die Strahlung von Antennensystemen 146
—, Die Spule im Strahlungsfelde, verglichen mit der Antenne . . . 259
Arco, Georg Graf, Die modernen Sender ungedämpfter Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie 558
Barkhausen, H., Einheitliche Bezeichnungen. (Mit 2 Figuren im Text) 2
—, Die Vakuumröhre und ihre technischen Anwendungen. (Mit 10 Figuren im Text) 27
Bush, V., Gekoppelte Kreise nach dem Verfahren der verallgemeinerten Kreisfrequenzen behandelt (R.) 282
Chevenix Trench, R., Die Reichweite drahtloser Stationen (R.) . . 494
Eccles, W. H. und Howe, G. W. O., Kapazität, Selbstinduktion und Wellenlänge von Luftleitern (R.) 180
Esau, A., Über die Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen mit rechteckigem bzw. quadratischem Windungsquerschnitt. I. Nebeneinander liegende Windungen. (Mit 8 Figuren im Text) 271
—, Über den Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen mit rechteckigem bzw. quadratischem Windungsquerschnitt. II. Spulen mit übereinander liegenden Windungen (Flachspulen). (Mit 2 Figuren im Text) 386
Falkenthal, E., Der Pendelumformer, seine Konstruktion und Schaltung als Wechselstrom-Erzeuger für kleine F.-T.-Stationen (M.) . 526
Faßbender, Heinrich, Die alte und die neue Auffassung über den Magnetismus bei hohen Frequenzen. (Mit 11 Figuren im Text) . 222
— **und E. Habann,** Hochfrequenz-Mehrfachtelephonie und telegraphie längs Leitungen. I. Praktischer Teil. (Mit 10 Figuren im Text und 12 Figuren auf Tafeln) 451
Hull, Albert W., Das Dynatron, eine Vakuumröhre mit der Eigenschaft des negativen elektrischen Widerstandes. (Mit 24 Figuren im Text.) (Übersetzung) 47, 157
Jaeger, Robert, Über Kennlinienaufnahmen von Elektronenröhren. (Mit 19 Figuren im Text) 361

467623

Digitized by Google

Seite

Kühn, Ludwig, Technische Entwicklung der Röhrensender. (Mit 9 Figuren im Text und 9 Figuren auf Tafeln) 395
Laue, M. v., Die elektrostatische Deutung der kennzeichnenden Kurven bei den Verstärkerröhren. (Mit 11 Figuren im Text) 243
Leithäuser, G., Über eine neue Audion-Schaltung für den Empfang elektrischer Wellen. (Mit 3 Figuren im Text) 152
Lübcke, E., Über radioelektrische Versuche während der Sonnenfinsternis am 29. Mai 1919 (R.) 298
Meißner, A., Über Röhrensender. (Mit 22 Figuren im Text) . . . 5
—, Über die Bestimmung der Eigenschwingung von Antennen. (Mit 1 Figur im Text) 269
Möller, H. G., Quantitative Behandlung der Schwingungen im Röhrengenerator mit Hilfe der Schwingkennlinien. (Mit 27 Figuren im Text) 326
Nesper, E., Ein Wellenmesser in Taschenformat. (Mit 4 Figuren im Text.) (M.) 624
Niemann, E., Funkentelegraphie im Flugzeuge. (Mit 20 Figuren im Text) (M.) 69, 190
Pomey, Das System der drahtlosen Telegraphie der „Administration des P. T. T." (R.) 290
Rausch v. Traubenberg, Über die quantitative Bestimmung elektromagnetischer Strahlungsfelder in der drahtlosen Telegraphie 569
Rüchardt, Über die Herstellung von Verstärkerröhren 619
Rukop, H., Die Hochvakuum-Eingitterröhre. (Mit 15 Figuren im Text) 110
Sjöström, Martin, Experimentelle Untersuchungen über die Beugung elektromagnetischer Wellen an einem Schirm mit geradem Rande (R.) 171
Székely de Doba, Angelika, Die Kontaktdetektoren (R.) 296
Vos und Ziegler, Über Röhrensender-Schaltungen und ihre Dimensionierung 578
Weller, R., Über die Bestimmung von Schwingungszahlen akustischer und elektrischer Schwingungen mit Hilfe der Schwebungsmethode 509
Wien, Max, Schwierigkeiten beim Senden und Empfang ungedämpfter Wellen 442
—, Über die Entstehung der Nebentonspektren beim Schwebungsempfang 608
Zickner, Gustav, Vorgänge bei Stromunterbrechung in Schwingungskreisen. (Mit 4 Figuren im Text und 2 Figuren auf Tafeln) . . 478
Ziegler, siehe Vos und Ziegler, Über Röhrensender-Schaltungen und ihre Dimensionierung 578

Sachregister.

(Nach Stichwörtern der Überschriften geordnet.)

	Heft	Seite
Antenne	II, III	180, 269
Antennensystem	II	146
Audionschaltung	II	152
Beugung elektromagnetischer Wellen	II	171

Digitized by Google

	Heft	Seite
Dimensionierung von Röhrensendern	VI	578
Dynatron	I, II	47, 157
Eigenschwingung von Antennen	III	269
Eingitterröhre	II	110
Einheitliche Bezeichnungen	I	2
Elektronenröhre	IV	361
Empfang, neue Audionschaltung	II	152
Entwicklung der Röhrensender	IV	395
Flachspulen, Selbstinduktionskoeffizienten von —	IV	386
Flugzeug, Funkentelegraphie im —	I, II	69, 190
Gekoppelte Kreise	III	282
Herstellung von Verstärkerröhren	VI	619
Hochfrequenz-Mehrfachtelephonie und -telegraphie	V	451
Kapazität von Luftleitern	II	180
Kennlinien-Aufnahmen	IV	361
Kennzeichnende Kurven bei den Verstärkerröhren	III	243
Kontaktdetektoren	III	296
Magnetismus bei Hochfrequenz	III	222
Mehrfachtelephonie und -telegraphie	V	451
Nebentonspektren beim Schwebungsempfang	VI	608
Negativer elektrischer Widerstand des Dynatron	I, II	47, 157
Pendelumformer	V	526
Reichweite von drahtlosen Stationen	V	494
Röhrengenerator	IV	326
Röhrensender	I, IV	5, 395
Schaltung der Röhrensender	VI	578
Schwebungsempfang	VI	608
Schwebungsmethode	VI	599
Schwierigkeiten des ungedämpften Systems	V	442
Schwingkennlinien	IV	326
Selbstinduktion	II	180
Selbstinduktionskoeffizient	III, IV	271, 386
Sonnenfinsternis, radioelektrische Versuche während der —	III	298
Strahlung von Antennensystemen	II	146
Strahlungsfeld, Spule im —	III	259
—, seine Bestimmung	VI	569
Stromunterbrechung im Schwingungskreise	V	478
System von Bouthillon	III	290
Ungedämpfte Schwingungen	VI	558
Ungedämpfte Wellen	V	442
Vakuumröhre	I, II	27, 47, 69, 157
Verstärkerröhren	III, VI	243, 619
Wellenlänge von Luftleitern	II	180
Wellenmesser in Taschenformat	VI	624
Widerstand, negativer	I, II	47, 157

Digitized by Google

Patentschau von H. Eales.

Seite
Heft I 90
Heft II 206
Heft III 300
Heft IV 419
Heft V 534
Heft VI 629

Literaturverzeichnis.

Heft I 106
Heft II 219
Heft IV 438
Heft V 554

Bücherbesprechungen.

Heft I 106
Heft V 553
Heft VI 647

Mitteilungen.

Heft IV 440
Heft V 556
Heft VI 650

Digitized by Google

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 14. 1919. Heft 1.

Inhalt.

	Seite
H. Barkhausen, Einheitliche Bezeichnungen. (Mit 2 Figuren im Text)	2
A. Meißner, Über Röhrensender. (Mit 22 Figuren im Text.) . . .	5
H. Barkhausen, Die Vakuumröhre und ihre technischen Anwendungen. (Mit 10 Figuren im Text.) (Fortsetzung folgt)	27
Albert W. Hull, Das Dynatron, eine Vakuumröhre mit der Eigenschaft des negativen elektrischen Widerstandes. (Mit 14 Figuren im Text.) (Fortsetzung folgt im 2. Heft)	47
Mitteilungen aus der Praxis. E. Niemann, Funkentelegraphie im Flugzeuge. (Mit 20 Figuren im Text.) (Fortsetzung folgt im 2. Heft).	69
Patentschau: H. Eales. (Mit 14 Figuren im Text.) (Fortsetzung folgt im 2. Heft)	90
Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften	106
Literaturverzeichnis	106

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender, Berlin-Charlottenburg, Königsweg 24,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Digitized by Google

In diesem und den folgenden Heften wird eine große Reihe von Arbeiten veröffentlicht werden, die die gewaltigen Fortschritte der drahtlosen Telegraphie während des Krieges zeigen. Die Anregung und die Richtlinien zur Sammlung aller dieser Arbeiten in dieser Zeitschrift wurde von Professor Max Wien, Jena, gegeben, der in seiner amtlichen Eigenschaft während des Krieges in der Lage war, die gesamte Entwicklung der Funkentelegraphie zu überblicken.

Bei dem theoretisch teilweise besonders schwierigen Stoff der modernen Röhrensender wirkt es für den Leser erschwerend, wenn jeder Autor seine besonderen Bezeichnungen wählt. Es ist erfreulicherweise seither gelungen, die Autoren wenigstens bei den grundlegenden Größen zur Annahme einheitlicher Bezeichnungen zu veranlassen. Dabei geht die Schriftleitung von der Ansicht aus, daß es die Hauptsache ist, möglichst bald zur Einheitlichkeit zu kommen, auch wenn vielleicht noch nicht die beste Bezeichnungsart gefunden ist.

Die Schriftleitung bittet daher die Autoren, sich im allgemeinen Interesse der in dem nachstehenden Aufruf des Herrn Prof. Barkhausen zusammengestellten Bezeichnungen zu bedienen.

Im März 1919.

H. Faßbender.

Einheitliche Bezeichnungen

für die bei Vakuumröhren vorkommenden Größen!

Bei der großen Fülle von Begriffen, die bei den Vakuumröhren und ihren verschiedenen Anwendungen vorkommen, ist es unbedingt erforderlich, für die wichtigsten Begriffe einheitliche Bezeichnungen festzusetzen. Sonst müßte jeder Autor seinen Arbeiten immer wieder einen Schlüssel beigeben, damit sie für andere lesbar werden. Auf Wunsch der Schriftleitungen des „Jahrbuchs der drahtlosen Telegraphie“ und des „Archivs für Elektrotechnik“ und in Übereinstimmung mit anderen Autoren möchte ich daher folgende Bezeichnungen aufstellen;

Digitized by Google

1. Entsprechend den Festsetzungen des A.E.F.:

Ohm'scher Widerstand	R	Leistung	N
Selbstinduktion	L	Elektrizitätsmenge	Q
Kapazität	C	Winkelgeschwindigkeit	ω
Spannung	E	Zeit	t
Strom	I	Absolute Temperatur	T

2. Anode A, Größen im Anodenkreis mit Index a (vgl. Fig. 1)
Gitter G, „ „ Gitterkreis „ „ g

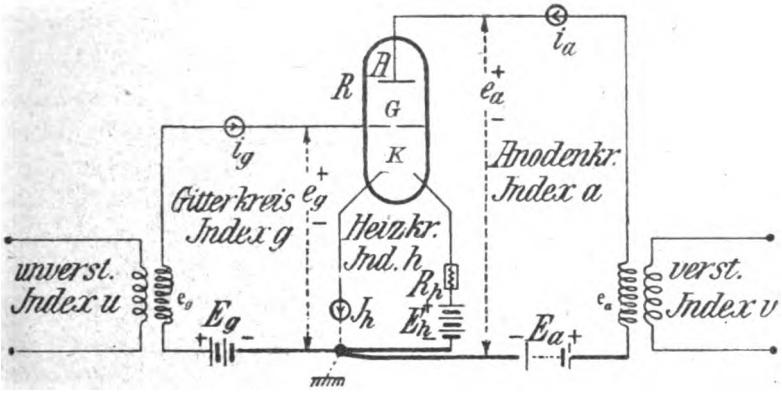


Fig. 1.

Kathode oder Glühdraht K, Größen im Heizkreis mit Index h.
Unverstärkt = Index u. Verstärkt = Index v.

3. Gemäß 1. Strom = I; Spannung = E und zwar (vgl. Fig. 2)
klein lateinisch = Momentanwert des Gesamtstromes; i, e

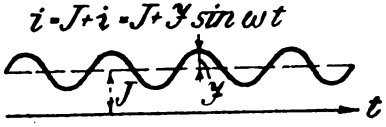


Fig. 2.

groß lateinisch = Gleichstrom, mittlerer Stromwert; I, E
klein deutsch = Momentanwert des übergelagerten Wechselstroms; i, e
groß „ = Maximalwert „ „ „ $\mathfrak{J}$, $\mathfrak{E}$.

Bemerkung hierzu: Unterscheidende Indices sind für die verschiedenen Stromkreise vorbehalten. E.M.K. brauchen von Spannungen hier kaum unterschieden zu werden.

Digitized by Google

Merke: Kleine Buchstaben = veränderliche Werte. Große Buchstaben = konstante Werte, große deutsche = Wechselstromvektor.

Weiter dürften sich folgende Festlegungen empfehlen:

4. Charakteristik $I_a = f(E_g)$ bei konstantem E_a
   Gitterstrom-Kennlinie $I_g = f(E_g)$ bei konstantem E_a
   Anodenstrom-Kennlinie $I_a = f(E_a)$ bei konstantem E_g

5. Steilheit $S = \left(\frac{\partial I_a}{\partial E_g}\right)_{E_a}$
   Durchgriff $D = -\left(\frac{\partial E_g}{\partial E_a}\right)_{I_a}$
   Innerer Widerstand $R_i = \left(\frac{\partial E_a}{\partial I_g}\right)_{E_g}$
   $\Big\}\ S R_i D = 1$

6. Emissionsstrom $i_e = i_g + i_a$; $(I_e = I_g + I_a)$
   Sättigungsstrom I_s (= Grenzwert von i_e für hinreichend hohe Spannungen)
   Verstärkungsgrad $W = \sqrt{\frac{N_v}{N_u}}$ = Wurzel aus dem Verhältnis der verstärkten zur unverstärkten Leistung.

Natürlich steht es jedem Autor frei, weitere eigene Begriffe und Bezeichnungen einzuführen. Es sind hier nur diejenigen aufgezählt, die ihrer Natur nach immer wiederkehren werden, für die also eine einheitliche Bezeichnung eine praktische Notwendigkeit ist. Ohne zwingenden Grund sollte niemand an seinen abweichenden Bezeichnungen festhalten. Ich selbst habe meine bisherigen auch aufgegeben. Es ist für die wenigen Autoren viel leichter, sich an neue Bezeichnungen zu gewöhnen, als für den großen Leserkreis, der mit den Dingen nicht so vertraut ist. Auszusetzen ist an jeder Bezeichnungsart etwas. Aber man sollte sich immer vor Augen halten, daß es im Grunde recht gleichgültig ist, ob man den einen oder den anderen Buchstaben festsetzt, und daß selbst eine schlechte einheitliche Bezeichnung immer noch besser ist als eine verwirrende Vielheit.

Barkhausen.

Digitized by Google

Über Röhrensender.[1])

[Mitteilung aus dem Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Telefunken).]

Von **A. Meißner.**

Die drahtlose Technik hat durch die Ausgestaltung der Kathodenröhrenverstärker mit Rückkopplung für Sender und Empfangszwecke in den Kriegsjahren eine vollkommene Umwälzung durchgemacht. Durch die neuen Röhrensender und Empfänger ist endgültig der jahrelange Kampf in der Drahtlosen „gedämpfte" gegen „ungedämpfte" Schwingungen zugunsten der „ungedämpften" entschieden worden. Die neuen Sender haben, abgesehen von der einfachen Bedienung, gegenüber allen anderen Methoden zur Erzeugung hochfrequenter Energien einerseits den großen Vorzug der absoluten Konstanz der erzeugten Periode, andererseits den, daß der Wellenbereich der Sender fast unbegrenzt ausdehnbar ist. Von den kürzesten Wellen von einigen Metern Länge aufwärts kann jede Wellenlänge bzw. Frequenz hergestellt werden bis zu den niedrigen Frequenzen, die in das Gebiet der physiologischen Tonskala bzw. in das Gebiet der technischen Wechselstromfrequenzen fallen.

Gleichzeitig führten die Röhrensender zu einer Umgestaltung der drahtlosen Meßtechnik.

Die Entwicklungsgeschichte dieser neuen Technik, sowie eine kurze Darstellung der Vorgänge in der Röhre bei der Schwingungserzeugung soll, soweit sie für den Senderbau in Betracht kommen, im Nachfolgenden gegeben werden.

Im März 1913 wurde in dem unter Leitung von Graf Arco stehenden Laboratorium der Telefunkengesellschaft mit den Arbeiten begonnen, Kathodenstrahlrelais mit Gasfüllung bzw. solche mit reiner Elektronenentladung zur Schwingungserzeugung zu verwenden.[2])

Zunächst wurde versucht, die Liebenröhre in der Form, wie sie für die Verstärkung von Empfangsströmen ursprünglich in Verwendung war — eine Röhre mit Oxydkathode und Gasfüllung — für Sendezwecke auszugestalten. Es gelang auch rasch, bei 400 Volt Anoden-

1) Die Arbeit ist inzwischen bereits in der Elektrotechnischen Zeitschrift 1919, Heft 7 und 8 zum Abdruck gekommen. Wegen der grundlegenden Bedeutung sah die Schriftleitung trotzdem von einer Kürzung ab.

2) D. R.-Patent 291604 vom 9. April 1913. — In Österreich hatte Herr Strauß ein Patent auf Rückkoppelung an Röhren mit Gasfüllung am 11. Dez. 1912 angemeldet.

Digitized by Google

spannung 10—12 Watt Schwingungsleistung zu erzeugen; ja bei 1000 Volt konnte sogar die doppelte Leistung erreicht werden. Gleichzeitig war hiermit auch die Frage der drahtlosen Telephonie mit kurzen und langen Wellen in idealster Weise gelöst. So konnte man schon am 21. Juni 1913 zwischen Berlin und Nauen mit Röhrensendern wechselseitig telephonisch verkehren.[1]) Praktisch zeigt sich jedoch, daß die Lebensdauer der Röhre kurz war, und zwar um so kürzer, je mehr Energie durch die Röhre umgesetzt wurde. Bei 400 Volt betrug die Lebensdauer meist nur wenige Stunden. Die Fehler lagen in der Unbeständigkeit der Oxydkathode und in der Absorption der Gase im Innern der Röhre. Dagegen war der damalige Sender gleich in der ersten Ausführung von der größten Bedeutung für den Schwebungsempfang ungedämpfter und gedämpfter Schwingungen. Fessenden hatte hierfür eine Anordnung angegeben, welche in dieser Zeit nur von theoretischem Wert war. Durch die Verwendung des „Überlagerers" in Verbindung mit einem Detektor im Empfangssystem gelang es dem Verfasser eine Empfangseinrichtung zu schaffen, die alle anderen Empfangsmethoden für ungedämpfte Schwingungen sofort ausschaltete, ja die Verwendung der ungedämpften Schwingungen für Großstationsempfang auf größere Entfernungen überhaupt erst ermöglichte.

Gleichzeitig wurden, wie der Verfasser im März 1913 zuerst vorgeschlagen hat, gemeinsam mit den Herren Franklin und Round Empfangsanordnungen entwickelt, bei denen eine Kathodenröhre mit Rückkopplung im Empfangskreis selbst lag und gleichzeitig als Hochfrequenzverstärker und Überlagerer bzw. auch als Detektor arbeitete.[2]) Für die Zwecke der „Überlagerung" benötigte man nur ganz kleine Energien. Hierfür konnte schon damals gut brauchbare Röhren mit einer Lebensdauer von einigen 100 Stunden hergestellt werden.

Die Technik der Herstellung der Kathodenröhre wurde durch den großen Bedarf an Verstärkerröhren sehr gefördert. Einen wesent-

---

1) Jahrbuch, 9. Band, 1915, Seite 393.

2) Patent vom Juli 1913. Armstrong hat nach Kenntnis der Telefunkensendeschaltung ähnliche Patente angemeldet. (Amerik. Patent vom 29. Oktober 1913.) Herr de Forest versuchte, nachdem es ihm Ende 1913 nicht gelungen war, die Armstrongschen Patente käuflich zu erwerben (s. Electrician vom 15. Oktober 1915) für diese Anordnungen, sowie überhaupt für die Senderschaltung mit Rückkopplung, durch zahlreiche Veröffentlichungen und echt amerikanische Reklame, Prioritätsansprüche geltend zu machen.

Digitized by Google

lichen Fortschritt in der Entwicklung brachte dabei die Erkenntnis, daß die Verstärkerwirkung nur dann den technischen Anforderungen genügte, wenn die Ionenbildung in den Röhren möglichst vermieden wurde, d. h. wenn die Gasreste so weit wie möglich entfernt wurden. Damit wurde zum ersten Male der fundamentale Unterschied zwischen Elektronen und Ionenrelais in seiner technischen Bedeutung erkannt (April 1913). Das Ergebnis dieser Erkenntnis war die Herstellung der ersten Hochvakuumröhren einerseits zur Empfangsverstärkung, andererseits für Sendezwecke. Diese damals von Telefunken durchgeführten Versuche gaben die Grundlage für die Entwicklung der ganzen Verstärkertechnik in Deutschland.

Während die erste Aufgabe, die Herstellung einer Hochvakuumverstärkerröhre verhältnismäßig rasch gelöst wurde, machte die Ausbildung der Senderröhre anfangs erhebliche Schwierigkeiten. Denn damals war das Arbeiten mit solch extrem hohem Vakuum in der Technik noch unbekannt, auch galt es, erst durch mühsame Versuche festzustellen, welche Metalle am zweckmäßigsten als Elektroden in den Röhren zu verwenden und wie sie zu behandeln waren. Eine weitere Erschwernis lag ferner darin, daß Telefunken anfangs in bezug auf das Evakuieren der Röhren auf fremde Hilfe angewiesen war. Erst nach der im Mai 1914 erfolgten Anlage eigener Pumpeinrichtungen und eines eigenen Röhrenlaboratoriums unter Leitung von Herrn Dr. Rukop schritten die Arbeiten rascher vorwärts. Fig. 1 zeigt zwei Hochvakuumröhren dieser Zeit, die sich noch etwas an die mehr offene Form der alten Liebenröhre anlehnen. Fig. 1b zeigt seitlich neben dem Heizfaden Metallklappen zum Schutze der Glaswände gegen seitlich ausgeschleuderte Elektronen.

Anfang 1915 waren die Vorarbeiten bei Telefunken soweit gefördert, daß der erste Hochvakuumröhrensender für Telegraphie und Telephonie (10 Watt 800 Volt) gebaut werden konnte (Fig. 2). Er wurde den Behörden u. a. auch im Juni 1915 im wechselseitigen Verkehr zwischen Fürstenbrunn und Seegefeld bei Berlin (15 km) mit 15 m hohen Masten vorgeführt.

Eine neue Entwicklungsperiode für die Röhrensender wurde an anderer Stelle dadurch eingeleitet, daß einer der von Telefunken hergestellten Überlagerer auf der Station Sayville bei New York eingebaut und dort zum ersten Male (18. Okt. 1913) mit Erfolg zum Empfang der vom Hochfrequenzmaschinensender der Station Nauen ausgesendeten Telegramme angewendet wurde. Diese Versuche erregten natürlich in Amerika allgemeines Aufsehen, und die Folge war, daß

Digitized by Google

sich die Aufmerksamkeit der amerikanischen Fachkreise auf das neue Prinzip der Schwingungserzeugung mit Röhren lenkte. An verschiedenen Stellen wurden daraufhin Arbeiten nach dieser Richtung hin in Angriff genommen.[1])

J. Langmuir hatte zu dieser Zeit nach langjährigen mühseligen Laboratoriumsarbeiten einen Hochvakuumgleichrichter technisch aus-

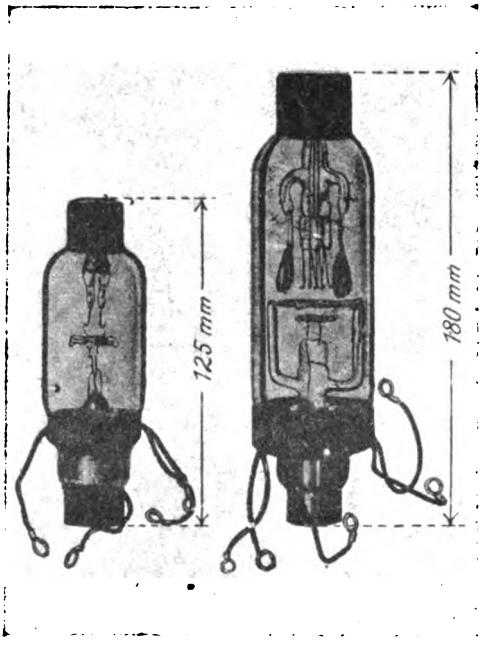


Fig. 1.

gebildet und die Grundlage für eine neue Hochvakuumtechnik gelegt Durch Einfügung einer dritten Elektrode konnte er seinen Gleichrichter sofort in ein Schwingungsrelais verwandeln und alle die reichen Erfahrungen, die er an seinem Gleichrichter (Kenotron) gemacht hatte, auf die Schwingungsröhre anwenden. Anfang 1915 kamen durch seine deutschen, der A. E. G. gehörigen Patentanmeldungen die ersten Mitteilungen über diese Arbeiten nach Deutschland und wurden Tele-

1) Langmuir, amerikanische Patentanmeldung vom 29. Okt. 1913. Armstrong, amerikanische Patentanmeldung vom 29. Okt. 1913.

Digitized by Google

funken von der A. E. G. zur Verfügung gestellt. Es war jedoch noch immer eine ganze Reihe technischer und mechanischer Aufgaben zu lösen. Insbesondere machte z. B. die Konstruktion und Befestigung des Gitters die größten Schwierigkeiten. Nach monatelangen Bemühungen, das Gitter auf Hartglasrahmen zu wickeln, wurde in einer Konstruktion, bei der das Gitter an einem eigenen Metallrahmen

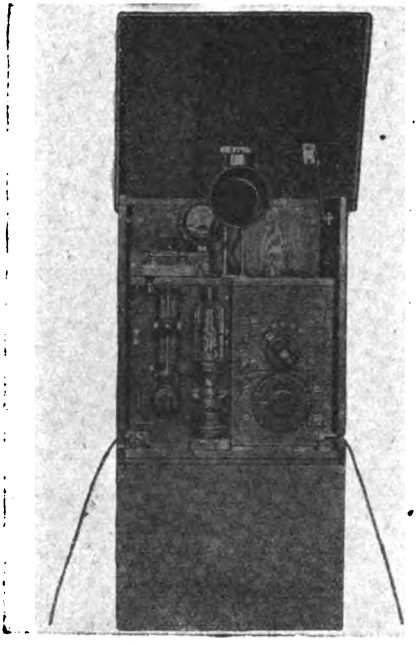


Fig. 2.

befestigt wird, eine gute Lösung gefunden. Es konnten so verhältnismäßig einfach die ganz feindrahtigen und engmaschigen Gitter, wie sie für Röhren mit gutem Wirkungsgrad erforderlich sind, hergestellt werden.

Besondere Schwierigkeit machte ferner die federnde Aufhängung der Heizfäden, die jetzt auch in einwandfreier Weise gelöst ist. Durch allmähliche konstruktive und vakuumtechnische Verbesserungen in Verbindung mit einer Durcharbeitung der theoretischen Grundlagen, konnte mit der Sendeenergie einer Einzelröhre bis auf 1 Kilowatt und höher, bei einem Wirkungsgrad bis ungefähr 80 %, ge-

Digitized by Google

gangen werden. Fig. 3 zeigt eine solche Senderröhre für 200 Watt. Außen die Anodenbleche, aus Tantal, innen das Gitter und in der Mitte den v-förmigen Heizfaden. Das Vakuum dieser neuen Röhr ist dabei derartig hoch und gleichförmig, daß sie nach mehrstündigem Arbeiten elektrisch noch vollkommen unverändert ist; hierdurch konnten jetzt auch vereinfachte Senderschaltungen zur Verwendung kommen. Nunmehr gelang auch die Parallelschaltung der Röhren zur Erzielung größerer Energien ohne weiteres.

Mit der Lösung des Problems, eine gute Schwingungsröhre zu erzeugen, mußte bei größeren Sendern gleichzeitig

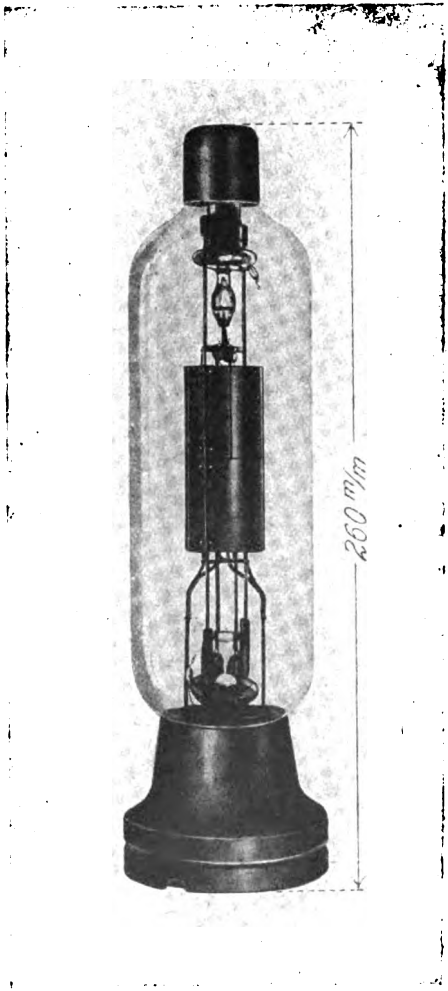


Fig. 3.

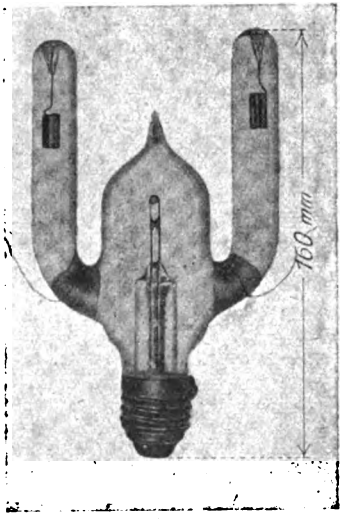


Fig. 4. Gleichrichterröhre.

auch die Aufgabe erfüllt werden, in einfacher Weise die erforderliche Gleichstromhochspannung (1000 bis 4000 Volt) zu beschaffen. Da die Gleichstromhochspannungsmaschinen gewisse technische Mängel besitzen,

Digitized by Google

übernahm es die Fagener Akkumulatorenfabrik A.-G., einen neuen Hochspannungsgleichrichter auszubilden. Er enthält eine selbstregenerierende Oxydkathode (Fig. 4). Das Gefäß hat eine Gasfüllung. Die neuesten Gleichrichter haben seitlich ein Bauerventil, um das verbrauchte Gas zu ersetzen. Es gelang so in vollkommener Weise, die Wechselstromenergie der bisher in der drahtlosen Technik in Verwendung stehenden 500-Periodenmaschinen mit einem Verlust nur von weniger als 4 % in Hochspannungsgleichstrom umzuformen.

Der eigentliche Bau von Röhrensendern setzte erst verhältnismäßig spät ein, obwohl Anfang 1915 bereits in Deutschland die Grundlagen für den Bau von einfachen kleinen Sendern geschaffen waren. Durch Mißtrauen gegen die Verwendung von Glaskörpern, vor allem, weil man der damals etwa 10 Watt betragenden Senderleistung keine praktischen Reichweiten zutraute, verzögerten sich die weiteren Arbeiten. Frühjahr 1917 wurden zum ersten Male Überlagerer (Schwebungsempfang) zum Abhören der ungedämpften Schwingungen an der Front benutzt. Die Audionrückkopplungsempfänger und Röhrensender sollten gerade bei Abschluß des Waffenstillstandes an der Front allgemein zur Einführung kommen.

Im Nachfolgenden soll noch eine kurze Darstellung der wichtigsten Vorgänge in der Senderöhre gegeben werden, wie sie für den Bau der Röhrensender in Betracht kommen.

Vorgänge bei der Schwingungserzeugung.[1])

Die Schwingungserzeugung mit den Kathodenstrahlröhren beruht auf der prinzipiellen Schaltung nach Fig. 5. Hier bedeutet *E* eine Gleichstromhochspannungsquelle, *D* Drosselspulen, welche die Hochfrequenz abschirmen sollen, *R* ein Kathodenstrahlrohr, *K* einen Glühfaden, *G* eine gitterartige Zwischenelektrode, die den Kathodenraum vom Anodenraum trennt. Wird der Gleichstrom im Anodenkreis *I* eingeschaltet, so wird durch den Stromstoß die Eigenschwingung des Kreises *II* erregt. Derselbe kann entweder, wie hier, geschlossen oder ein offenes Antennengebilde sein. Die schwachen Eigenschwingungen des Kreises werden durch die Spule 4 auf die Gitterspule 3 zurück übertragen und kommen dann wieder verstärkt in der Spule 1 und dementsprechend auch im Kreise *II* zur Wirkung, d. h. es wird durch

1) Die Ausarbeitungen liegen schon mehr als 1 1/2 Jahre zurück und konnten wegen der Kriegsverhältnisse nicht veröffentlicht werden.

Digitized by Google

diesen Vorgang die Eigenschwingung des Kreises *II* dauernd aufrecht erhalten. Die Wirkungsweise ist ähnlich der eines Mikrofonsummers und fußt auf der elektrischen Rückführung der Energie des Schwingungskreises nach dem Relais (Rückkopplung).

Das Experiment ergibt, daß man, um die maximale Schwingungsenergie im Kreise *II* zu erhalten, die Kopplung zwischen 1 und 2 (Anodenkopplung), sowie die zwischen 3 und 4 (Gitterkopplung) in

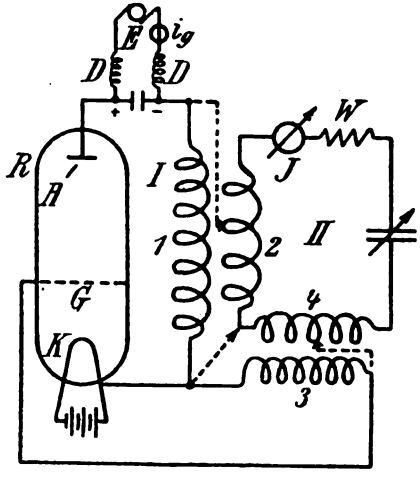


Fig. 5.

bestimmter Weise einstellen muß. Dies bedeutet: Es gibt sowohl für Anode wie für Gitter eine günstigste Kopplung.

Man kann die wechselseitig erforderlichen Kopplungen zwischen der Röhre und dem Kreise *II* auf verschiedenen Wegen erhalten, d. h. man kann auf mannigfache Weise die für das Gitter und die Anode erforderlichen Spannungen dem Kreise *II* entnehmen.

Über die unzähligen auf dem Prinzip der Rückkopplung beruhenden Schaltungskombinationen und ihre Dimensionierung wird Herr Dr. Vos in einem der nächsten Hefte berichten. Die Rückkopplung ist in allen Schaltungen rein elektrisch immer dadurch gekennzeichnet, daß die Ströme und Spannungen an der Röhre und in dem System II in solchen Beziehungen zueinander stehen, wie es im Oszillogramm Fig. 6 dargestellt ist. Hierbei war der Kreis *II* auf eine Frequenz von 500 Perioden p. Sek. eingestellt.

Digitized by Google

Um ein klares Bild von den elektrischen Vorgängen in der Relaisröhre bei der Schwingungserzeugung zu bekommen, gehen wir von dem Schaltungsschema (Fig. 7) aus.

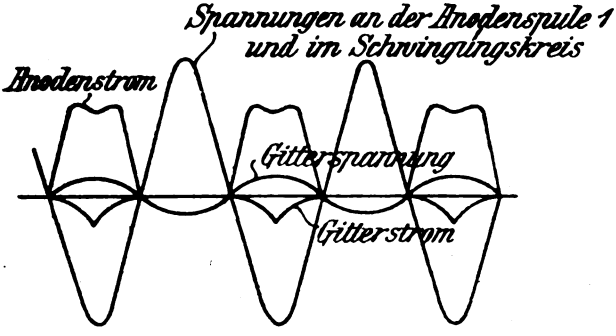


Fig. 6.

Die Bezeichnungen sind dieselben wie in Fig. 5. Würde in der Röhre zunächst kein Gitter vorhanden sein, so würde sich. entsprechend der am Kondensator C_1 liegenden Gleichspannung E. ein Gleichstrom i

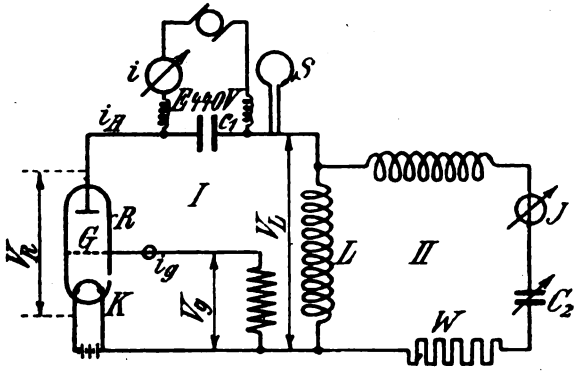


Fig. 7.

im Anodenkreis ausbilden. Befindet sich jedoch ein Gitter in der Röhre, welches der Wechselstrom des Kreises *II* beeinflußt, so wird das Gitter während des einen Halbwechsels positiv, während des anderen negativ aufgeladen, dementsprechend werden die Elektronen im Kathodenraum beschleunigt oder verzögert und bei stärkerer Beeinflussung wird der Gleichstrom i von diesem Wechselstrom direkt unterbrochen.

Digitized by Google

Die Größe der Änderung des Gleichstromes bei Änderung des Gitterpotentials erkennt man aus der Charakteristik der Röhre (Fig. 8). Hier ist bei einer konstanten Anodenspannung z. B. 440 V., der Anodenstrom i_A dargestellt in Abhängigkeit von einer variablen Gitterspannung V_g. Lassen wir die Gitterspannung vom Nullpotential aus nur um geringe Beträge schwanken von A bis B, so schwankt der Anodenstrom von C bis D auch vollkommen proportional mit den Spannungsschwankungen A bis B. Variiert A B nach einer Sinus-

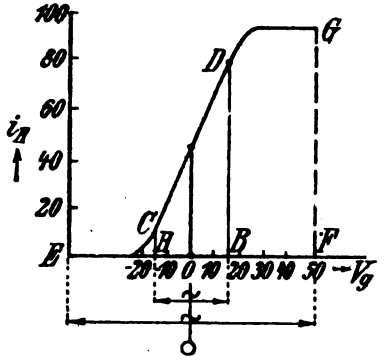


Fig. 8.

funktion, so erhalten wir im Anodenkreis auch rein sinusförmige Schwankungen (eine einfache Hochfrequenzverstärkung) (Fig. 9a, C D). Dieser Fall tritt ein, wenn wir die Röhre mit einem fremden Generator schwach erregen (gesteuerte Schwingungen). Der Anodenstrom hat genau die Kurvenform des Gitterstromes. Ist die Änderung der Gitterspannung jedoch höher F—E (Fig. 8), so erhalten wir für eine sinusförmige Gitterstromkurve eine trapezförmige Anodenstromkurve (Fig. 9b). Der Gleichstrom i_A kann also hier nur in Stromstößen von der Dauer T_1 fließen.

Mit einer derartigen Anodenstromkurve haben wir es im allgemeinen bei der Schwingungserzeugung mit Selbsterregung[1]) zu tun. Dementsprechend arbeitet der Gleichstromgenerator — hier der dauernd auf die Spannung E geladene Kondensator C_1 — nur während der Zeit T_1 auf den Kreis I. Die während dieser Zeiten in einem Zeitelement dt abgegebene Leistung ist gleich $E \cdot i \cdot dt$, wobei i den

1) Sowie auch bei Fremderregung, wenn wir guten Wirkungsgrad erreichen wollen (DRP. 298484).

Digitized by Google

Momentanwert des während der Zeit dt fließenden Stromes bedeutet. Die elektromotorische Kraft E ist während des Stromfließens in jedem Moment gleich der Summe der Spannungsabfälle im Kreis. Diese setzen sich hier zusammen aus dem Spannungsabfall an der Selbstinduktion L (Fig. 6) und dem Spannungsabfall an der Röhre. Es gilt für jeden Zeitmoment die Beziehung.

$$E = V_R + V_L. \tag{1}$$

V_L die Spannung an L, läßt sich unmittelbar bestimmen. L liegt im Schwingungskreis II, in welchem, wenn die Schwingungen eingesetzt

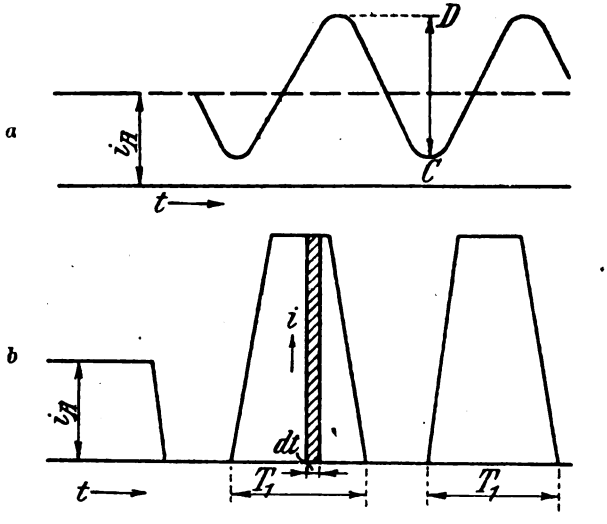


Fig. 9.

haben, entsprechend der Röhrenleistung und dem Widerstand W ein reiner Sinusstrom J sich ausbildet. Demnach ist die Spannung an L

$$V_L = 2\pi n L \cdot J.$$

Diese Spannung wirkt in jedem Moment als Gegenspannung der elektromotorischen Kraft E entgegen und muß von ihr überwunden werden.

V_L kann nicht größer sein als E, sondern muß immer etwas kleiner bleiben, da sonst die resultierende Spannung $E - V_L$, die Spannung an der Röhre, sich dem Werte Null nähert und, wie wir später sehen werden, dann keinen Strom i_A durch die Röhre treiben könnte. Wenn aber der Röhrenstrom i_A stark abfällt oder 0 ist,

Digitized by Google

sinkt die in jedem Moment vom Generator abgegebene Leistung $E \cdot i_A$ und die Ausnützung der Röhre wird schlecht.

Wir wollen zur Vereinfachung die weiteren Betrachtungen auf eine Röhre beziehen, welche eine Maximalleistung von 75 Watt bei 1000 Volt gibt und ein Durchgreifen von $^1/_2\,^0/_0$ hat. Unter Durchgreifen verstehen wir hier eine Größe, welche proportional ist der elektrischen Kraft, mit welcher die Anode durch das abschirmende Gitter hindurch die Elektronen im Kathodenraum beeinflußt. Das

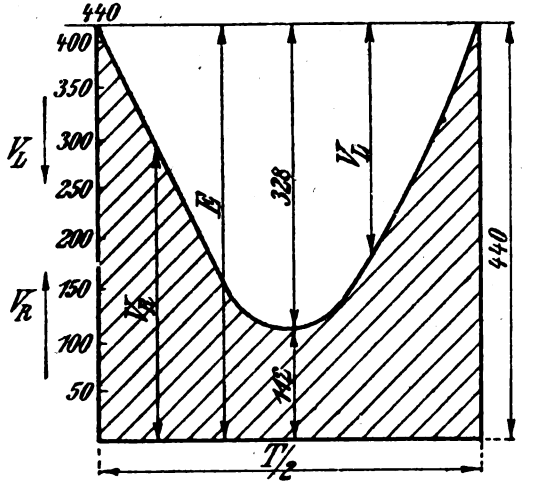


Fig. 10.

Durchgreifen ist dementsprechend um so größer, je weiter die Gittermaschen sind.

Es wurde gearbeitet mit einer Heizung von 8 Amp. und einer Anodenspannung $E = 440$ Volt. Diese Röhre gab maximale Schwingungsenergie an den Kreis *II* ab, wenn $V_{L\,max.}$ ausgerechnet aus dem Kreisstrom J und L ca. 25 $^0/_0$ kleiner als E war. Es wurde z. B. gemessen bei der Anordnung nach Fig. 6 $V_L = 282$ V., $V_{L\,max.} = 328$ V., $V_G = 72{,}5$ V., $V_{G\,max.} = 102$ V. Dann ergibt sich die Spannung an der Röhre für jeden Moment des stromführenden Wechsels:

$$V_R = E - V_L. \qquad (2)$$

Entsprechend der Beziehung (2) können wir für jeden Moment die Spannung V_R konstruieren. V_L ist rein sinusförmig. V_L ist nur

Digitized by Google

durch den sinusförmigen Strom J im Kreise II gegeben und V_R hat somit während des stromführenden Wechsels — während der Zeiten T_1 (Fig. 9b) — und nur diese Zeiten sind von Interesse für die Vorgänge in der Röhre — die Momentanwerte, wie sie in Fig. 10 schraffiert dargestellt sind. Es ist hier von der Netzspannung 440 V. diese reine Sinusspannung $V_L = 2\pi n L \cdot J$, welche wir an L messen, im Maximum 328 V, abgezogen. Der Rest ist die jeweilige Spannung an der Röhre. Um den durch die Röhre fließenden Strom zu bestimmen, benötigen wir außer der Spannung an der Anode noch die jeweilige Spannung am Gitter. Sie ergibt sich daraus, daß die Gitter-

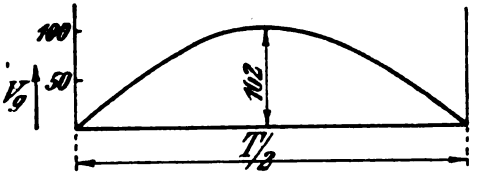


Fig. 11.

spule magnetisch verkettet ist mit der Spule L und dem Strom J. Sie ist demnach auch rein sinusförmig und phasengleich resp. um 180° verschoben gegen die Spannung V_L. Indem wir den Mittelwert V_G messen, hier gleich 72,5 V., $V_{G\,max.} = 102$ V., können wir für jeden Moment des Wechsels die Gitterspannung angeben (Fig. 11).

Die Momentanwerte des Anodenstromes, welche zu den in Fig. 10 und 11 dargestellten, in jedem Zeitmoment an der Röhre liegenden Gitter- und Anodenspannungen zugehören, erhält man aus den bei konstanten Gleichstrommessungen aufgenommenen Röhrencharakteristiken. Da alle Vorgänge in der Röhre entsprechend der Stromausbildung durch Elektronen vollkommen trägheitslos verlaufen, d. h. ganz ohne Hysteresiserscheinungen, wie z. B. bei einem Lichtbogen, können wir die Werte, welche wir aus den mit konstantem Gleichstrom aufgenommenen Charakteristiken erhalten, direkt auf die Vorgänge bei hochfrequenten Schwingungen übertragen. In Fig. 12 sind die für verschiedene konstante Gleichstromspannungen am Gitter und jeweils konstante Spannung an der Anode durch die Röhre fließenden zugehörigen Anodenströme (vertikal) dargestellt. Ist z. B. in der Mitte des stromführenden Wechsels (Fig. 11) die Gitterspannung 102 V. die an der Röhre liegende Spannung $V_R = 112$ V. (Fig. 9), so erhalten wir aus der Kurve Fig. 12 den in diesem Moment durch die Röhre fließenden Gleichstrom zu $i_A = 121 \cdot 10^{-3}$ Amp. So können wir für

Digitized by Google

jeden beliebigen Zeitmoment des Wechsels aus den zugehörigen, in diesem Momente an der Röhre und an dem Gitter liegenden Spannungen die Momentanwerte des durch die Röhre fließenden Stromes aus der Charakteristik Fig. 12 ablesen. Zur Erleichterung der Konstruktion ist von der Nullinie der Gitterspannung aus die sinusförmig verlaufende Gitterspannung eingezeichnet.

In Fig. 13 ist der sich so während eines Halbwechsels ergebende Stromverlauf dargestellt.

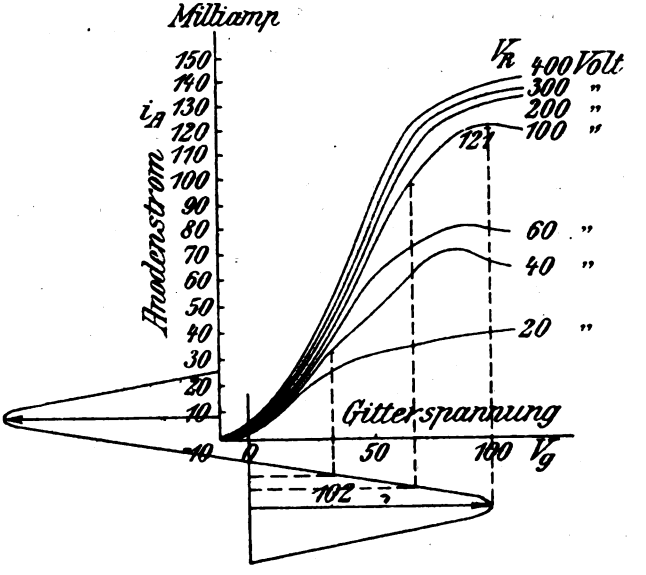


Fig. 12.

Die Anodenstromkurve hat meist ein etwas trapezförmiges Aussehen und läßt sich graphisch entsprechend der Fourierschen Reihe in ihre Oberschwingungen zerlegen: In Fig. 13 — es handelt sich hier um den Fall der Einstellung auf die günstigste Kopplung, d. h. größte Energie im Kreise *II* — ergibt sich $i_A = 65{,}2 \sin \omega t + 26{,}5 \sin 2\omega t + 8 \sin 3\omega t$, d. h. die Grundschwingung verhält sich zu den Oberschwingungen wie 100 : 40 : 12. Die höheren Oberschwingungen sind hier vernachlässigt. [1]) Experimentell lassen sich die Ober-

1) Die Oberschwingungen sind im allgemeinen bei wenig gedämpften und etwas verlängerten Antennen zu vernachlässigen, denn in die Antenne

Digitized by Google

schwingungen ebenfalls bestimmen. Man legt in die Anodenleitung die Schleife S (Fig. 7) und koppelt mit dieser einen Wellenmesser. Bei konstanter räumlicher Anordnung der Wellenmesserspule zur Schleife S verhalten sich dann die bei den verschiedenen Schwingungszahlen auf den Wellenmesser übertragenen Energien wie die Quadrate der Frequenzen. Es wurden z. B. im Wellenmesser bei der Grundfrequenz, der zwei- und der dreifachen Oberschwingung die Energien

Fig. 13.

gemessen; 29, 17, 9; folglich verhielten sich die Energien der Grundschwingung zu deren Oberschwingungen wie

$$29 : \frac{17}{4} : \frac{9}{9} = 100 : 14 : 3 .$$

Der Strom der Grundschwingung zu dem der Oberschwingungen verhält sich dann wie 100 : 37,4 : 17,3, also fast übereinstimmend mit dem oben graphisch bestimmten Wert.

Die Verluste in der Röhre, bedingt durch die Erhitzung der Anode durch die aufprallenden Elektronen, sind in jedem Moment gegeben durch das Produkt aus der Spannung an der Röhre und dem

---

kommt nur ein Bruchteil des Oberschwingungsstromes, da der Strom sich auf die zwei Stromwege, Antenne- und Anodenkopplungsspule, entsprechend ihren Hochfrequenzwiderständen verteilt. Er beträgt dementsprechend meist nur einige Milliampere gegen einen Antennenstrom von 8—10 Ampere, so daß die Energie der Oberschwingung in der Antenne meist kleiner ist als $^1/_{100}$ % von derjenigen der Grundschwingung.

Digitized by Google

in diesem Moment gerade hindurchfließenden Strom $= \int V_R \cdot i_A$. Sie sind dargestellt in Fig. 14.

Dazu kommen noch die Verluste im Gitterkreis. Der Gitterstrom wird aus den Gleichstromcharakteristiken Fig. 15. ähnlich wie oben

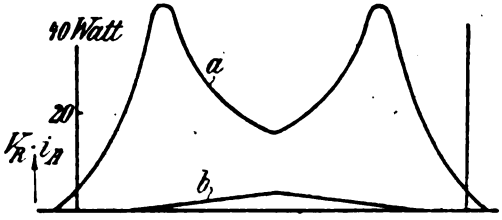


Fig. 14.

der Anodenstrom für die entsprechenden Momentanwerte der Gitter- und Anodenspannung, entnommen. Es sind hier für verschiedene Spannungen an der Röhre von 20—440 V. bei variabler Gitter-

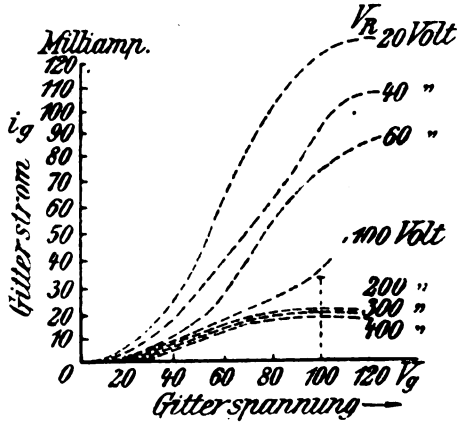


Fig. 15.

spannung (Abszissen) die Gitterströme dargestellt. In Fig. 16 sind für die während eines Halbwechsels zusammengehörigen Momentanwerte der Anoden- und Gitterspannung die aus den Charakteristiken Fig. 15 sich ergebenden Momentanwerte des Gitterstromes gezeichnet. Wir erhalten z. B. für die Mitte des Wechsels, wo $V_g = 86$ V., $V_R = 57$ V. ist, aus Fig. 16 $i_g = 18 \cdot 10^{-3}$ Amp. Die Momentanwerte des Gitterstromes, mit den zugehörigen jeweiligen Gitter-

Digitized by Google

spannungen multipliziert, geben die Gitterverluste; in Fig. 14, Kurve b sind sie in demselben Maßstab wie die Anodenstromverluste dargestellt. Man sieht, daß die Gitterverluste gegen die übrigen Verluste in der Röhre zu vernachlässigen sind. Sie betragen hier im Mittel nur 0,55 W bei einer Röhrenleistung von 11,5 W.

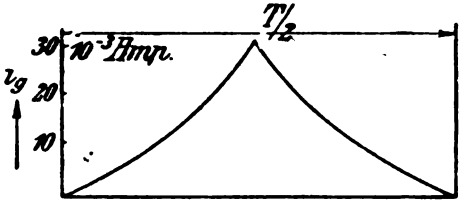


Fig. 16.

Die gesamte aufgewendete Leistung ergibt sich aus der Summe der Produkte aus der konstanten Netzspannung E und den Momentanwerten des Stromes i_A, erstreckt über die Zeiten des Stromfließens T_1. Die Kurve ist identisch mit der Stromkurve Fig. 13. Aus der planimetrierten Fläche erhält man $\frac{41}{2} = 20{,}5$ W. Ex-

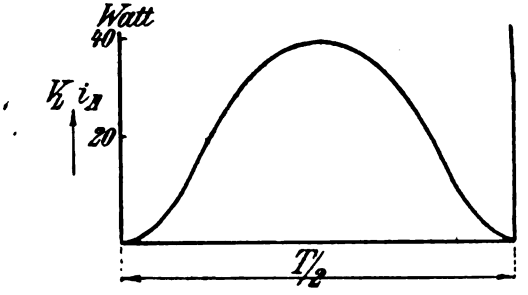


Fig. 17.

perimentell bestimmt sich die Leistung zu $E \cdot i_A = 440$ V. $48 \cdot 10^{-3}$ Amp. $= 21{,}6$ W.; der Fehler ist ungefähr 5%.

Die an den Nutzkreis *II* abgegebene Leistung ist gleich der Summe der Produkte aus der sinusförmigen Spannung V_L und den Momentanwerten des Stromes $i_A (= \int V_L \cdot i_A)$. Beide Werte aus Fig. 10 und Fig. 13 entnommen, geben die Kurve Fig. 17.

Aus der planimetrierten Fläche erhalten wir die abgegebene Leistung 23/2 W. Experimentell bestimmt sie sich durch Strom

Digitized by Google

und Widerstandsmessung im Kreise *II* zu $J^2 \cdot W = 0{,}86^2$ Amp., 17,5 Ohm = 11,5 W. Abweichung 0 %.

Näherungsweise läßt sich die abgegebene Leistung immer sofort dadurch angeben, daß man den zugeführten Gleichstrom i_A mit der Spannung V_L multipliziert; nur darf man, da i_A eine trapezförmige Kurve hat, für V_L nicht den Effektivwert einsetzen, sondern man muß den arithmetischen Mittelwert $= \frac{2}{\pi} \cdot V_{L\,max.}$ einsetzen. Wir erhalten hier den Wert $\frac{2}{\pi} \cdot 328 \cdot 48 \cdot 10^{-3} = 10$ W. Der Fehler ist 10 %.

Der Wirkungsgrad der gesamten Anordnung ist

$$= \frac{\text{abgegebene Leistung}}{\text{aufgewendete Leistung}}$$

Aus den durchkonstruierten Flächen ergibt sich:

$\eta = \frac{11{,}5 \cdot 2}{41} = 56\,\%$. Experimentell ergibt sich $\eta = \frac{11{,}5}{21{,}6} = 53\,\%$.

Einfluß der Anodenkopplung.

Verändern wir die Kopplung der Röhre mit dem Kreis *II*, d. h. nehmen wir in den Anodenkreis mehr oder weniger Selbstinduktion L aus dem Kreis *II* (Fig. 7), so steigt oder fällt entsprechend der Selbstinduktionsveränderung die Spannung $V_L = 2\,\pi\,n\,L\,J$, welche als Gegenspannung beim Fließen des Stromes i_A im Kreis *I* von der Netzspannung $E = 440$ V. überwunden werden muß; es ändert sich der Anodenstrom i_A und die abgegebene Nutzleistung $V_L \cdot i_A$. In Fig. 18 sind für verschiedene Werte der Spannung $V_{L\,max.} = 415, 365, 328, 240$ V. die entsprechenden Kurven wie in Fig. 9 gezeichnet. Die Spannung an der Röhre ist wieder durch die Differenz der Spannungswerte V_L und der Netzspannung (440 V.) gegeben, $V_R = E - V_L$. Eine Gittermaximalspannung von 102 V. vorausgesetzt wie oben, erhält man wieder aus den Gleichstromcharakteristiken die zugehörigen Strom-, Verlust- und Leistungskurven (Fig. 19, 20, 21), sowie aus der Stromkurve der Oberschwingungen des Anodenstromes.

Charakteristisch ist, wie bei zunehmender Kopplung (Fig 19, Kurve 3 und 4), also bei zunehmender Spannung V_L, die Stromkurve immer mehr in die Mitte einsinkt (das Gitter übernimmt hier teilweise den Strom [Fig. 19, Kurve i_g]), die aufgenommene Leistung fällt, der Wirkungsgrad verbessert sich; die Oberschwingungen nehmen zu. Bei der ganz losen Kopplung dagegen (Kurve 1, $V_L = 240$ V.)

Digitized by Google

steigt die Stromkurve. Gleichzeitig sind aber hier entsprechend dem großen Strom und den gleichzeitig vorhandenen großen Spannungen

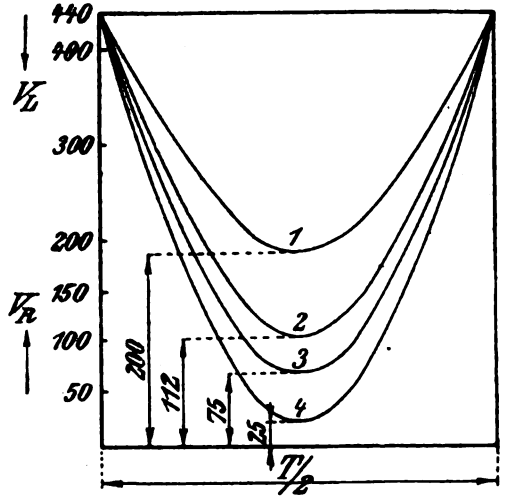


Fig. 18.

an der Röhre die Verluste in der Röhre $i_A \cdot V_R$ groß (Fig. 20, Kurve 1). Hingegen ist die an den Kreis *II* abgegebene Leistung $V_L\ i_A$ kleiner

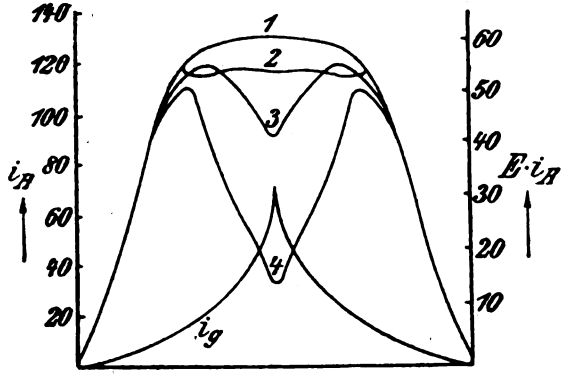


Fig. 19.

geworden (Fig. 21, Kurve 1), da wohl der Strom i_A gestiegen ist, die Spannung V_L aber nur 73 % von dem bei der günstigsten Kopplung (Kurve 2) vorhandenen Wert hat, so daß das Produkt $V_L\ i_A$ kleiner

Digitized by Google

ist. Wird die Kopplung fester (Kurve 4, $V_L = 415$ V.), so sinkt der Strom i_A in der Mitte fast auf Null, ebenso die gesamte abgegebene Leistung und die in der Röhre verzehrte Leistung. Die Verluste in der Röhre konzentrieren sich mehr auf das erste und letzte Drittel des Wechsels. Die abgegebene Leistung ist kleiner als die maximale,

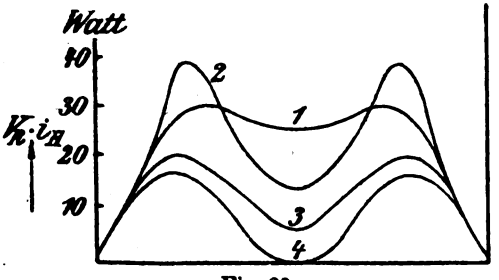


Fig. 20.

der Wirkungsgrad ist besser, aber die Oberschwingungen des Stromes sind groß. Die Stromkurve hat die Form

$$i = 48{,}2 \sin \omega t + 7{,}8 \sin 2\omega t + 20{,}4 \sin 3\omega t,$$

gegenüber einer Kurvenform

$$i = 65{,}2 \sin \omega t + 25{,}6 \sin 2\omega t + 6 \sin 3\omega t$$

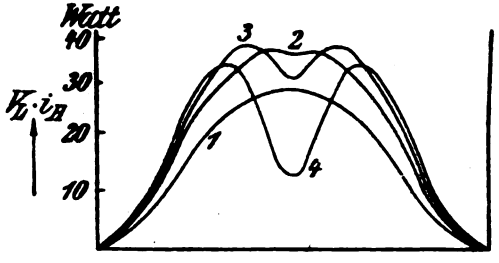


Fig. 21.

bei der günstigsten Kopplung (Kurve 2). Sie hat also größere Oberschwingungsamplituden.

Es ergibt sich danach als Bedingung für die an den Arbeitskreis abgegebene größte Leistung $\int i_A \cdot V_L$, d. h. für die günstigste Kopplung (Kurve 2), daß einerseits im Moment der größten Spannung V_L (Mitte des Wechsels) i_A nicht klein sein darf (zu feste Kopplung), andererseits aber auch nicht

Digitized by Google

V_L klein sein darf (zu lose Kopplung), da dann die Verluste in der Röhre zunehmen. Dieser günstigste Zustand wird im allgemeinen erreicht, wenn $V_{L\,max}$ angenähert 20 bis 30 % kleiner ist als die Betriebsspannung.

In Fig. 22 ist die Abhängigkeit der abgegebenen Leistung, der aufgenommenen Leistung und des Wirkungsgrades von der Spannung

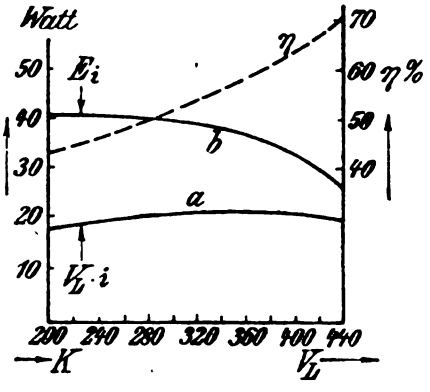


Fig. 22.

V_L, der Anodenkopplung dargestellt. Bei einer Spannung $V_L = 360$ V. ergibt sich das Optimum der abgegebenen Leistung. Beim Versuch wurde das Optimum ganz in der Nähe bei 328 V. gefunden. Das Optimum des Wirkungsgrades

$$\frac{\int i_L \cdot i_A}{\int E \cdot i_A}$$

liegt dagegen bei festerer Kopplung, also bei kleiner abgegebener Leistung übereinstimmend mit dem Versuch.

Einfluß der Gitterkopplung.

So wie oben für verschiedene Anodenkopplungen bei konstanter Gitterkopplung aus den Charakteristiken der Röhre die Strom- und Energiekurven ermittelt wurden, lassen sich ebenso für verschiedene Gitterkopplungen und konstante Anodenkopplung Kurven konstruieren und die abgegebene Leistung kann dargestellt werden als Funktion der variablen Gitterkopplung. Diese Kurve zeigt ein Optimum für $V_G = 102$ V. übereinstimmend mit dem beim Versuch erhaltenen

Digitized by Google

Wert. Je kleiner die Gitterkopplung wird, desto mehr geht der Anodenstrom von der Trapezform in eine Sinus- bzw. Sinus^2-Form über. Dadurch werden die Oberschwingungen geringer und vor allem die Verluste in der Röhre kleiner, die ja im ersten und letzten Drittel des Halbwechsels konzentriert sind (Fig. 20, Kurve 2 und 3). Der Wirkungsgrad steigt demnach mit abnehmender Gitterspannung, die Leistung sinkt allerdings auch etwas. Bei sehr kleiner Gitterspannung setzen die Röhren mit kleinem Durchgreifen leicht aus. Durch eine positive Anlaßspannung, die man nur für einen Moment beim Einschalten anzulegen braucht, kann dieser Mangel behoben werden. Erheblich geringere Verluste an der Röhre mit einem ähnlichen Wirkungsgrad, wie ihn Langmuir für das Kenotron erreicht hat, kann man erhalten, wenn man die Gitterspannung nur während des mittleren Drittels des Wechsels (Fig. 20), also nur während der Zeit, in der die Röhrenverluste am kleinsten sind, auf die Röhre wirken läßt und zu fester Anodenkopplung übergeht. Dann ist freilich die abgegebene Leistung gering und die Oberschwingungen sind groß. Ein solcher Zustand läßt sich nur mit Fremderregung und starkem negativen Potential erreichen.

Hat man in dieser Art die günstigste Anodenspannung, Gitterspannung, Leistung und Wirkungsgrad einer Röhre graphisch oder experimentell bestimmt, so sind damit alle für den Bau eines Röhrensenders mit beliebiger Wellenskala erforderlichen Größen gegeben, da ja nur die Bedingung zu erfüllen ist, daß die Anode und das Gitter an den oben bestimmten, von der Welle unabhängigen günstigsten Spannungen liegen.

Digitized by Google

Die Vakuumröhre und ihre technischen Anwendungen.[1])

Von **H. Barkhausen.**

I. Die Gesetze der Elektronenströme im hohen Vakuum.[2])

A. Die drei Grundgesetze.

Während die elektrischen Entladungen in verdünnten Gasen wegen ihrer Unregelmäßigkeit und Launenhaftigkeit allgemein bekannt sind, erhält man im höchsten Vakuum überraschend regelmäßige Erscheinungen, wenn man als Ersatz für die fehlende Ionenerregung durch Zusammenstoß mit Gasmolekeln einen elektrisch hoch erhitzten Glühdraht als Elektronenquelle verwendet; die Elektronenströme lassen sich dann sogar auf drei einfache Grundgesetze zurückführen, deren jedes für einen bestimmten Spannungsbereich gültig ist.

Das erste Grundgesetz gibt die Ergiebigkeit der Glühdraht-Elektronenquelle in Abhängigkeit von ihrer Temperatur T an und lautet:

$$I_s = A F \sqrt{T}\, e^{-\frac{B}{T}} \text{ (Sättigungsstrom gültig für } E \gg E_s) \qquad (1)$$

Es ist durch Anwendung der Gasgesetze auf die Elektronenverdampfung gewonnen und hat sich experimentell sehr weitgehend bestätigen lassen. A und B sind nur vom Material des Glühdrahts abhängige Konstante. F ist die Oberfläche des Glühdrahts. Man nennt I_s den Sättigungsstrom, weil der Strom unter Anwendung beliebig starker elektrischer Felder nicht über diesen Wert hinaus ansteigen kann.

Bei schwächeren Feldern bleibt der Strom dagegen kleiner, weil das durch die Elektronen selbst erzeugte Feld einen Teil der verdampfenden Elektronen wieder in den Glühdraht zurücktreibt. Dieser Vorgang wird durch das zweite Grundgesetz beherrscht:

$$I = C E^{3/2} \text{ (Raumladungsstrom gültig für } E_s \gg E \gg 0) \qquad (2)$$

welches angibt, wie der Strom I mit der Spannung E ansteigt, so lange

---

1) Auf Wunsch der Schriftleitung gebe ich hier einen Auszug aus dem ersten Teil einer Arbeit, die ich im Sommer 1917 als Dienstschrift für die Inspektion des Torpedowesens in Kiel verfaßt habe, und die in erweiterter Form im Verlage von S. Hirzel, Leipzig erscheinen wird.

2) Die Aufklärung dieser Erscheinungen knüpft sich an die Namen Richardson, Langmuir, Schottky. Die meisten Arbeiten der letzteren beiden sind in der Phys. Zeitschr., Bd. 15, 1914 veröffentlicht. Sie enthalten viele wichtige Einzelheiten, auf die hier verwiesen sei.

Digitized by Google

diese kleiner bleibt als die zur Erzeugung des Sättigungsstromes erforderliche „Sättigungsspannung“ E_s. Die Konstante C ist nur von den Dimensionen abhängig und kann für einfache Fälle sogar aus diesen berechnet werden. Für die zylindrische Anordnung (Fig. 1) ist z. B.

$$C = 0{,}015 \frac{l}{r} \cdot 10^{-3}$$

$$I = 0{,}015 \frac{l}{r} E^{3/2} \text{ Milliampere} \qquad (2\,a)$$

Temperatur und Material des Glühfadens haben im Gültigkeitsbereich dieser Formel gar keinen Einfluß auf den Strom. Dies merkwürdige

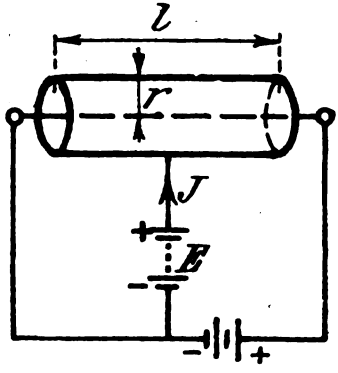


Fig. 1.

Resultat hat sich auch experimentell bestätigt. Die Formel beruht lediglich auf der Anwendung der Fallgesetze auf die Elektronen in dem elektrischen Felde, das einerseits durch die äußere Spannung E, anderseits durch das eigene Feld der fliegenden Elektronen, die „Raumladungen“, entsteht. Sie setzt voraus, daß die Elektronen alle mit der Geschwindigkeit 0 aus dem Glühdraht herauskommen. In Wirklichkeit ist aber deren mittlere Geschwindigkeit bei 2300° absoluter Temperatur gleich 0,3 Volt durchlaufener Spannung. Diese zu vernachlässigen, ist nur gestattet, wenn die Spannung E wesentlich größer ist, praktisch etwa über 1 Volt beträgt.

Für negative und ganz kleine positive Spannungen gilt schließlich das dritte Grundgesetz

$$I = I_0 \varepsilon^{\frac{E}{E_0}} \text{ (Anlaufstrom-Gleichung, gültig für } E < 0) \qquad (3)$$

Digitized by Google

Dies beruht auf dem Maxwellschen Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung und ist aus der Bedingung abgeleitet, daß nur Elektronen mit genügender Austrittsgeschwindigkeit gegen eine negative Spannung E anlaufen können. Die Konstante E_0 ist gleich $8{,}6 \cdot 10^{-5} T$, also für $T = 2300^0$ gleich 0,2 Volt, das heißt, der Strom I sinkt jedesmal auf $^1/_{2,7}$ seines Wertes, wenn die Spannung E um 0,2 Volt negativer wird.

Das erste Grundgesetz ist besonders für Senderröhren wichtig, bei denen zur Erzielung eines großen Leistungsumsatzes ein möglichst großer Sättigungsstrom I_s erforderlich ist.

Das zweite Grundgesetz bildet die Grundlage für die einfache Theorie der Verstärkerröhren. Es bestimmt die Form der sogenannten Charakteristik, aus der sich der Verstärkungsgrad ableitet.

Das dritte Grundgesetz kommt schließlich für die Gleichrichterwirkung beim Audion und die Vorgänge beim Gitterstrom zur Anwendung. Aus ihm ergibt sich, daß schon bei geringen negativen Spannungen, etwa von $E = -1$ Volt an der Strom I praktisch gleich 0 wird.

Diese drei Gesetze sind maßgebend für die Konstruktion und die Betriebsverhältnisse aller Röhren, worauf bei den verschiedenen Anwendungsgebieten noch näher einzugehen sein wird.

B. Röhren mit Gitter.

Fast alle Röhren, Sende- wie Verstärkerröhren, besitzen außer der Glühkathode noch zwei kalte Elektroden: das „Gitter" und die „Anode". Und zwar ist die Absicht, daß das Gitter den Emissionsstrom steuern soll, ohne selbst viel Strom zu verbrauchen; der gesteuerte Strom soll vielmehr möglichst ganz zur Anode fließen, so daß dort eine möglichst große Wechselstromleistung abgegeben werden kann, während das Gitter nur eine geringe Steuerleistung verbraucht.

Es ist dann zu unterscheiden zwischen dem aus dem Glühdraht austretenden Emissionsstrom J, dem Gitterstrom I_g und dem Anodenstrom I_a, wobei

$$J_e = J_g + J_a \tag{4}$$

ist. Die Verteilung des Stromes auf Gitter und Anode läßt sich nicht durch ein einfaches Gesetz ausdrücken. Im allgemeinen geht der Strom hauptsächlich nach der Elektrode mit dem höheren Potential. Oft springt er ziemlich plötzlich von der einen Elektrode zur anderen über, wenn man eine Spannung (E_g, Fig. 2) allmählich vergrößert, und diese größer als die andere (E_a) wird. Im übrigen wird ein Gitter aus

Digitized by Google

feineren Drähten und mit weiteren Maschen natürlich mehr Strom zur Anode durchlassen Ebenso würde eine absichtlich klein gehaltene Anode den Strom mehr zum Gitter hintreiben.

Unabhängig von der Verteilung ist die Frage nach der Größe des Emissionsstromes I_e selbst. Es muß jetzt sowohl die Gitterspannung E_g als auch die Anodenspannung E_a einen Einfluß haben. Und

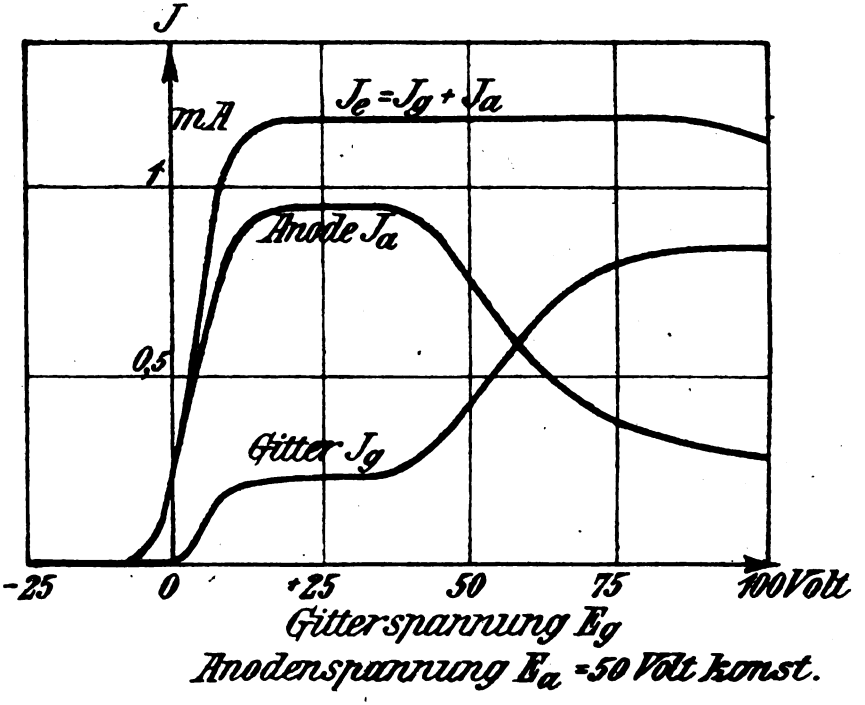


Fig. 2.

zwar ergibt sich praktisch, daß man die ganzen bisherigen Betrachtungen auf die Gitterröhre ohne weiteres übertragen kann, wenn man statt der früheren Spannung E die sogenannte Steuerspannung $E_{st} = E_g + DE_a$ einführt. Z. B. ergibt sich für die zylindrische Anordnung der die Charakteristik bestimmende Raumladungsstrom

$$J_e = 0{,}015 \frac{l}{r} E_{st}^{3/2} = 0{,}015 \frac{l}{r} (E_g + DE_a)^{3/2} \text{ Milliampere,} \qquad (2)$$

Digitized by Google

wobei r der Abstand des Gitters vom Glühdraht ist. Die Formel gilt wieder nur so lange, wie die Steuerspannung E_{st} kleiner als die Sättigungsspannung bleibt. Wird E_{st} größer als E_s, so wird J_e unabhängig von der Höhe der Spannungen, nur abhängig von der Temperatur. Dabei ist es ganz gleichgültig, wie sich E_{st} aus E_g und E_a im einzelnen zusammensetzt.

Der „Durchgriff" D ist dabei eine praktisch nur von den Röhrenabmessungen abhängige Konstante. Er stellt ein Maß dafür dar, wie weit die Anodenspannung im Verhältnis zur Gitterspannung auf die Emission einwirkt. $D = 0.1$ bedeutet z. B. daß eine Änderung von E_a um 10 Volt nur ebenso viel wirkt, wie eine Änderung von E_g um 1 Volt. Der Name ist gewählt, weil bei der üblichen Anordnung, bei der das Gitter zwischen Anode und Glühdraht liegt, die Anodenspannung gewissermaßen durch die Gitterlöcher durchgreift. Doch gilt die Beziehung auch dann, wenn das Gitter durch eine Platte auf der entgegengesetzten Seite des Glühdrahtes gebildet wird, eine Anordnung, die sich prinzipiell weder in der Steuerwirkung, noch in der Stromverteilung von der normalen unterscheidet. Nur die Größenordnungen sind anders, der Gitterstrom infolge der großen Gitterfläche größer und besonders der Durchgriff sehr groß; bei gleichem Abstande beider Platten würde ja $D = 1$ werden und selbst durch große Unterschiede im Abstand läßt sich D kaum unter 0,3 herunterdrücken, während für normal Gitterröhren D durch ein enges Gitter auf 0,01 und weniger heruntergebracht werden kann.

Der Durchgriff D ist nur angenähert eine Konstante. Nimmt man die Abhängigkeit des Emissionsstromes von der Gitterspannung bei zwei verschiedenen Anodenspannungen E_a und E_a' auf, so sollte man nach der Formel eine einfache formgetreue Parallelverschiebung der Charakteristik um $D(E_a - E_a')$ erhalten. Praktisch findet man aber zuweilen auch eine geringe Änderung der Form der Charakteristik. Bei manchen Röhren wird der Abstand beider Charakteristiken nach oben hin größer, bei manchen kleiner. Doch kann man für Überschlagsrechnungen wohl immer mit einem konstanten Durchgriff rechnen. Eine gute Prüfung dafür ist die auch experimentell bestätigte Folgerung, daß man eine gleichgeformte Charakteristik nur in einem im Verhältnis $1 : D$ vergrößerten Maßstab für die Spannung erhalten muß, wenn man die Abhängigkeit der Emission von der Anodenspannung bei konstanter Gitterspannung aufnimmt.

Für Röhren mit zwei hintereinander liegenden Gittern, wie sie für Verstärkerzwecke von Vorteil sind, läßt sich in analoger Weise

Digitized by Google

eine Formel

$$J_a = CE_a^{3/2} = C[E_{g1} + D_g(E_{g2} + D_a E_a)]^{3/2} \qquad (2'')$$

aufstellen. Man kann durch solche Doppelgitter die Wirkung der Anodenspannung E_a also sehr weitgehend herabsetzen, da sie mit dem Faktor $D_g \cdot D_a$ eingeht. Ist z. B. $D_g = D_a = 1/50$, so wird

$$D_g \cdot D_a = 1/2500.$$

II. Verstärkung schwacher Wechselströme.

Das Problem, ganz schwache Wechselströme, die an sich mit dem Telephon oder einem sonstigen Indikator nicht mehr nachzuweisen wären, sich also völlig unserer Kenntnis entziehen würden, soweit zu verstärken, daß sie deutlich wahrnehmbar werden, hat praktisch für die ganze Nachrichtenübermittlung und auch sonst die allergrößte Bedeutung. Da ein 1000 Ohm-Telephon bei 10^{-5} Ampere schon recht deutlich tönt, so ist eine verstärkte Leistung von 10^{-6} Watt für die meisten Zwecke ausreichend, und es kommt darauf an. eine solche Leistung mit einer möglichst geringen Anfangsleistung zu erzeugen. Das ist nun in der Tat mit Hilfe der Verstärkerröhren in weitgehendstem Maße gelungen.

A. Die Verstärkertheorie bei verschwindendem Gitterstrom.

1. Das Problem. Eine Verstärkerröhre (Fig. 3) besteht aus einer elektrisch geheizten Kathode K, aus der Anode A und dem Gitter G, das meist zwischen beiden angebracht ist. Die Wirkung der Röhre beruht darauf, daß eine Änderung der Gitterspannung eine Änderung des aus der Glühkathode austretenden Elektronenstroms und damit auch eine Änderung des Anodenstroms hervorruft. Der schwache Strom wird dem Gitter meist über einen Transformator Tr_g zugeführt, der verstärkte meist ebenfalls über einen Transformator Tr_a von der Anode abgenommen.

Nun gibt es ein einfaches Mittel, den am Gitter erforderlichen Leistungsaufwand praktisch vollkommen zu Null zu machen. Man braucht nur dem Gitter eine solche negative Gleichstromvorspannung zu geben, daß die Spannung auch bei Überlagerung der Wechselspannung stets kleiner als etwa — 1 Volt bleibt. Dann können nach dem dritten Grundgesetze keine Elektronen von der Glühkathode zum Gitter gelangen, und da bei gutem Vakuum die Elektronen den einzig möglichen Strom bilden, kann das Gitter keinen Strom aufnehmen.

Digitized by Google

Dies ist der wichtigste Punkt in der ganzen Verstärkertheorie, der besonders auch den großen Fortschritt der Hochvakuumröhren gegenüber den mit verdünnten Gasen arbeitenden Verstärkern gebracht hat. Das Gitter hat bei den Hochvakuumröhren eine reine Auslösewirkung, es arbeitet wie ein widerstandsloses Ventil, das den Anodenstrom nur steuert, ohne selbst Energie zu verbrauchen.

Wie weit der Eingangstransformator Energie verbraucht und wie ein schlechtes Vakuum wirkt, soll im folgenden Abschnitt beschrieben

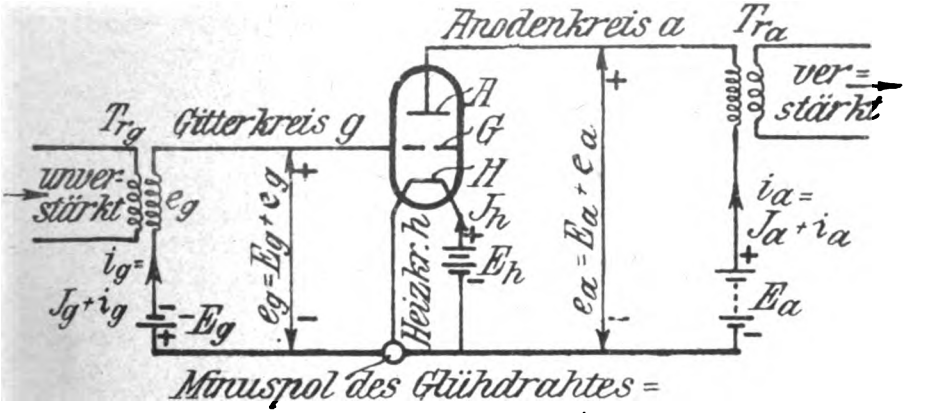


Fig. 3.

werden. Wir wollen hier zunächst annehmen, daß das Gitter eine negative Gleichspannung $-E_g$ von etwa -1 Volt gegen das negative Ende des Glühdrahts besitzt, und daß ihm eine sehr kleine Wechselspannung $e_g = \mathfrak{E}_g \sin \omega t$ von der Größenordnung einiger Millivolt zugeführt wird. Es ist dann zu untersuchen, unter welchen Bedingungen die Röhre dabei eine möglichst große Wechselstromleistung abgeben kann.

2. Steilheit S. Diese Frage ist nun an Hand der Charakteristik, der Kurve, die die Abhängigkeit des Anodenstroms i_a von der Gitterspannung e_g darstellt, leicht zu beantworten. Aus Fig. 4 ergibt sich z. B., daß eine Änderung ∂e_g von 0 bis 2 Volt eine Änderung ∂i_a von 0,3 bis 0,5 $m A$, d. h. um 0,2 $m A$ hervorruft. Eine dauernde, periodische Änderung der Gitterspannung, d. h. eine Wechselspannung e_g von der Amplitude $\mathfrak{E}_g = 2$ Volt erzeugt dann auch eine dauernde, periodische Änderung des Anodenstroms, d. h. einen Wechselstrom i_a

Digitized by Google

von der Amplitude $\mathfrak{J}_a = 0{,}2\ mA$. Dieser überlagert sich dem Gleichstrom und kann z. B. durch einen Transformator von diesem getrennt weiter geleitet werden. Maßgebend für den Verstärkungsgrad ist die „Steilheit" S der Charakteristik.

$$\text{Steilheit} = S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial e_g}\right)_{e_a} = tg\,\alpha$$

In dem obigen Beispiel ist $S = \frac{0{,}2 \cdot 10^{-3}}{2} = 10^{-4}$ Amp./Volt.

Die Steilheit hat die Dimension eines Leitwerts oder reziproken Widerstands. Sie hängt einerseits von der Röhrenkonstruktion ab,

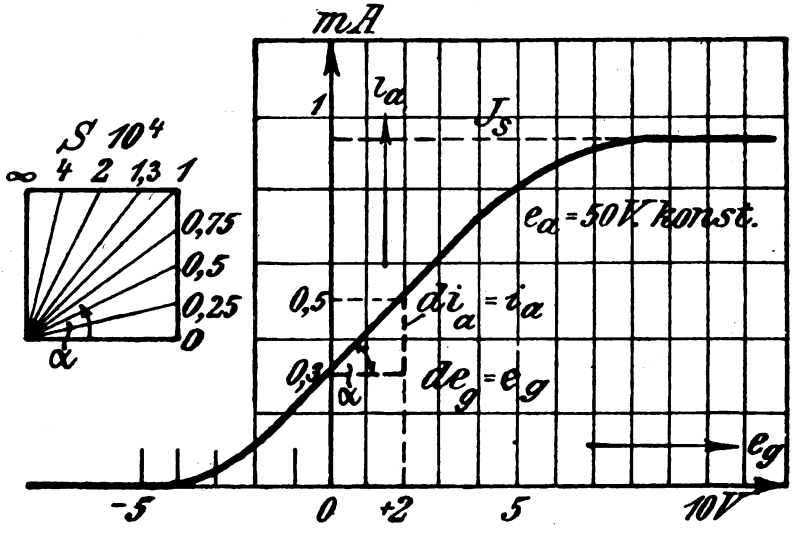


Fig. 4.

ist z. B. für die zylindrische Anordnung gemäß Gleichung (2′) um so größer, je länger der Glühdraht ist und je dichter das Gitter den Glühdraht umgibt. Anderseits ist S aber auch abhängig von dem Punkte der Charakteristik, auf dem man arbeitet. S pflegt etwa in der Mitte der Charakteristik, wo der Strom gleich dem halben Sättigungsstrom wird, am größten zu sein. Nähert man sich dem Strom 0 oder auf der anderen Seite dem Sättigungsstrome I_s, so wird S kleiner. Schließlich wird da, wo die Kurve horizontal verläuft (bei $i_a = 0$ und bei $i_a = I_s$) die Steilheit $S = 0$, d. h. es treten bei Schwankungen der Gitterspannung überhaupt keine Stromschwankungen mehr auf, der

Digitized by Google

erzeugte sich überlagernde Wechselstrom wird gleich Null. Bedingung für eine gute Verstärkung ist also, daß an einem Punkte der Charakteristik gearbeitet wird, wo ihre Steilheit groß ist.

3. Innerer Widerstand R_i. Die Charakteristik (Fig. 4) ist bei konstanter Anodenspannung e_a aufgenommen. Sie stellt daher die Beziehung zwischen e_g und i_a nur richtig dar, wenn die Anodenspannung e_a konstant bleibt. Das trifft bei einer Änderung der Gitterspannung nur dann zu, wenn die Anode direkt an die Batterie angeschlossen ist. Liegt aber in der Anodenleitung ein Apparat, z. B. ein Transformator mit dem Wechselwiderstand $\mathfrak{R}_a$, so wird, wenn der Anodenstrom um di_a steigt, in dem Widerstande $\mathfrak{R}_a$ ein erhöhter Spannungsabfall eintreten, d. h. die Anodenspannung wird um

$$de_a = -di_a \mathfrak{R}_a$$

sinken. Das bewirkt aber rückwärts ein Sinken des aus der Kathode austretenden Elektronenstroms, da dieser ja nicht nur von der Gitterspannung, sondern auch von der Anodenspannung beeinflußt wird. Die Stromänderung wird daher bei einem Widerstand $\mathfrak{R}_a$ in der Anodenleitung nicht den vollen aus der Charakteristik (für konstantes e_a) entnommenen Wert erreichen, und zwar um so weniger, je stärker der Anodenstrom sich mit der Anodenspannung ändert, d. h. je größer $\frac{\partial i_a}{\partial e_a}$ ist. Mathematisch drückt sich dies folgendermaßen aus: Der Strom i_a ändert sich einerseits durch Änderung von e_g auch wenn e_a konstant bleibt, andrerseits durch Änderung von e_a wenn e_g konstant bleibt. Bei kleinen Änderungen überlagern sich beide Einflüsse einfach. Also:

$$di_a = \left(\frac{\partial i_a}{\partial e_g}\right) de_g + \left(\frac{\partial i_a}{\partial e_a}\right) de_a = S de_g - \frac{1}{R_i} di_a \mathfrak{R}_a$$

und daraus

$$di_a = \frac{S}{1 + \frac{\mathfrak{R}_a}{R_i}} de_g \text{ [1]}$$

d. h. die Stromänderung wird durch den äußeren Widerstand R_a im Verhältnis $1 : \left(1 + \frac{\mathfrak{R}_a}{R_i}\right)$ verkleinert. Hierbei ist

$$R_i = \frac{1}{\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_a}\right)_{e_g}} = \left(\frac{\partial e_a}{\partial i_a}\right)_{e_g}$$

1) Ähnliche Rechnungen sind von Latour und Vallauri durchgeführt. Vgl. Jahrbuch, Bd. 12, S. 280 und 349.

Digitized by Google

der scheinbare „innere Widerstand“ der Röhre gegen Stromschwankungen. Diese Größe ist zwar physikalisch kein gewöhnlicher Ohmscher Widerstand, verhält sich aber gegenüber schwachen Wechsel-

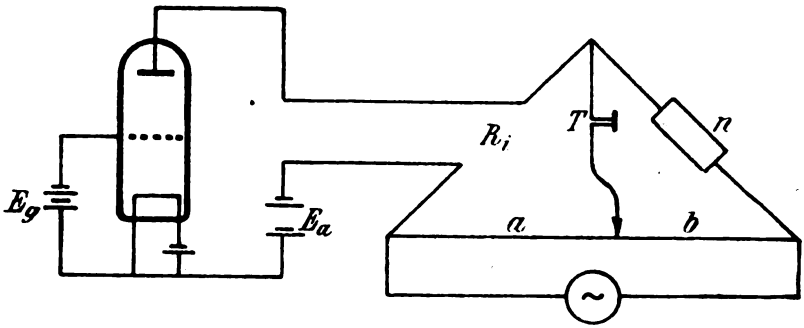


Fig. 5.

strömen genau so. Er läßt sich wie jeder andere Wechselstromwiderstand in der Wheatstoneschen Brücke messen etwa wie in Fig. 5 veranschaulicht. Man kann ihn auch aus der Steilheit der Anodenstromkennlinie entnehmen, der Kurve, die die Abhängigkeit des Anoden-

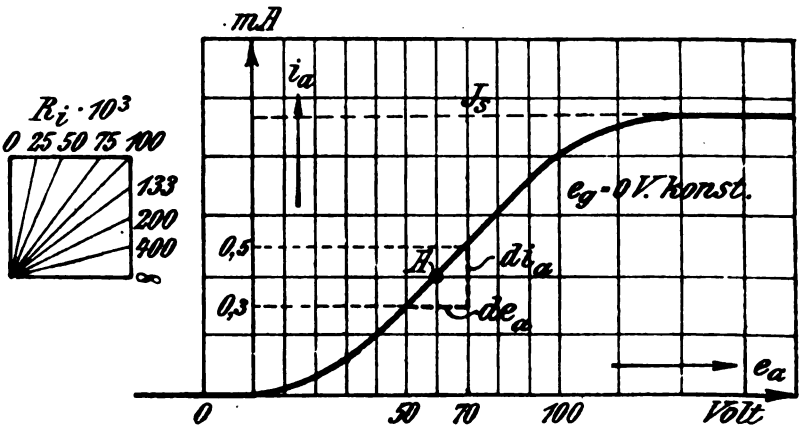


Fig. 6.

stroms von der Anodenspannung bei konstanter Gitterspannung darstellt. Aus Fig. 6 ergibt sich z. B. für den Arbeitspunkt A: $\partial i_a = 0{,}2 \cdot 10^{-4}$ A; $\partial e_a = 20$ Volt, also

$$R_i = \frac{20}{2 \cdot 10^{-4}} = 100000 \text{ Ohm}$$

Digitized by Google

Der Widerstand ist von dem Punkte A auf dieser Kurve abhängig, an dem gearbeitet wird; er ist um so größer, je flacher die Kurve dort verläuft, ist also an der steilsten Stelle etwa in der Mitte am kleinsten, wird nach beiden Seiten zu immer größer und schließlich in den horizontalen Gebieten unendlich groß. Es sei bemerkt, daß die Messung in der Wheatstoneschen Brücke gemäß Fig. 5 dies Ergebnis durchaus bestätigt. Den Arbeitspunkt auf der Kurve kann man während der Messung durch Regulieren der Spannungen E_a und E_g leicht verschieben und findet dann in der Tat einen Widerstand, der immer der reziproken Steilheit an der betreffenden Stelle der Kurve gleich ist. Man muß bei der Messung nur darauf achten, daß die Wechselspannung so klein bleibt, daß die Kurve in dem überdeckten Gebiet als geradlinig angenommen werden kann, etwa unter 0,5 Volt bleibt. — Man findet R_i bei Tonfrequenzen, wie zu erwarten, als reinen Ohmschen Widerstand, da ja eine Phasenverschiebung nur durch eine Trägheit des Elektronenstroms hervorgerufen werden könnte, die selbst bei den Frequenzen der drahtlosen Telegraphie noch nicht merklich wird.

4. Beziehungen zum Durchgriff D. Es wurde im ersten Abschnitt bemerkt, daß die Anodenstromkennlinie (Fig. 6), die Abhängigkeit des i_a von e_a, im allgemeinen mit der Charakteristik, der Abhängigkeit des i_a von e_g, identisch ist, nur daß der Maßstab für e_a wie $1/D$ vergrößert ist ($D < 1$). Dabei bezeichnete D den Durchgriff, eine Größe, die von den Röhrenabmessungen, insbesondere von der Lochweite des Gitters abhängt, im übrigen aber praktisch konstant ist. Dann verhalten sich aber auch die Steilheiten der zwei Kurven wie $1 : D$ oder, da R_i gleich der reziproken Steilheit der $e_a i_a$-Kurve ist, so ist die Steilheit der Charakteristik

$$S = \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{R_i}, \quad \text{also} \quad S R_i D = 1 \quad \text{oder} \quad R_i = \frac{1}{SD}$$

Der innere Widerstand R_i ist also umgekehrt proportional dem Durchgriff D und der Steilheit S und zahlenmäßig direkt gleich dem reziproken Produkte beider.

Für $S = 10^{-4}$ Amp./Volt und $D = 10\,\% = 0{,}1$ wird z. B. $R_i = 100\,000$ Ohm.

Innerer Widerstand R_i und Durchgriff D sind beide ein Maß für die Rückwirkung der Anodenspannung auf den Anodenstrom. Ersterer stellt diese Rückwirkung unmittelbar dar, letzterer vergleicht sie mit der Wirkung der Gitterspannung, gibt also an, wievielmal die Anodenspannung schwächer als die Gitterspannung auf den Anodenstrom wirkt.

Digitized by Google

Dieser Zusammenhang kommt mathematisch zum Ausdruck durch die Formel

$$\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_a}\right)_{e_g} = \left(\frac{\partial i_a}{\partial e_g}\right)_{e_a} \cdot \left(-\frac{\partial e_g}{\partial e_a}\right)_{i_a}$$

Das Glied links ist gleich $\frac{1}{R_i}$, die Faktoren rechts gleich S und D, so daß die Formel identisch ist mit $\frac{1}{R_i} = SD$.

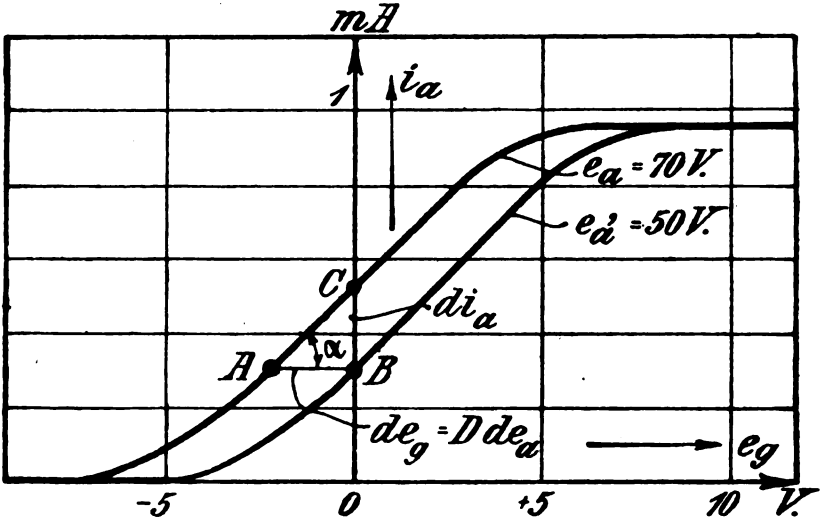


Fig. 7.

Dies läßt sich auch an Hand der Fig. 7 veranschaulichen, auf der zwei Charakteristiken für $e_a = 70$ Volt und $e_a' = 50$ Volt dargestellt sind. Aus dieser ergibt sich für das Arbeitsgebiet A, B, C

$$S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial e_g}\right)_{e_a} = \frac{BC}{AB} = \frac{0{,}2 \cdot 10^{-3}}{2} = 10^{-4}\ \text{Amp./Volt}$$

$$D = -\left(\frac{\partial e_g}{\partial e_a}\right)_{i_a} = \frac{AB}{e_a - e_a'} = \frac{2}{20} = 0{,}1 = 10\,\%$$

$$\frac{1}{R_i} = \left(\frac{\partial i_a}{\partial e_a}\right)_{e_g} = \frac{BC}{e_a - e_a'} = \frac{0{,}2 \cdot 10^{-3}}{20} = \frac{1}{10^5\,\text{Ohm}}$$

Man sieht, wie man durch eine Gleichstrommessung, die Aufnahme zweier Charakteristiken bei verschiedenen Anodenspannungen oder sogar

Digitized by Google

nur der drei Punkte A, B, C ohne weiteres für jeden Arbeitspunkt die Größen S, R_i und D findet, aus denen sich das ganze Verhalten der Röhre bei der Verstärkung schwacher Wechselströme ableiten läßt.

Diese Beziehungen sind rein mathematischer Art und daher für jeden Arbeitspunkt stets gültig. Die Tatsache, daß sich im allgemeinen nur S und R_i mit dem Arbeitspunkt ändern, während D für eine bestimmte Röhre eine konstante Größe ist, daß die beiden Charakteristiken der Fig. 7 also formgetreu nur um die Strecke AB verschoben sind, und in der Form mit der Kurve Fig. 6 übereinstimmen, läßt sich mathematisch natürlich nicht nachweisen und ist auch nur angenähert richtig.

5. Die Arbeitsweise der Röhre. Wenn also im Anodenstromkreis ein Widerstand $\mathfrak{R}_a$ liegt, so ruft eine Änderung der Gitterspannung um de_g eine Änderung der Stromstärke $di_a = \frac{S}{1+\frac{\mathfrak{R}_a}{R_i}} de_g$ hervor. Ändert sich die Gitterspannung periodisch, d. h. überlagert sich der mittleren Spannung E_g eine Wechselspannung e_g, so wird sich dem Anodengleichstrom I_a auch ein Wechselstrom i_a überlagern, der durch die Gleichung $i_a = \frac{S}{1+\frac{\mathfrak{R}_a}{R_i}} e_g$ bestimmt ist. Diese Gleichung kann man auch schreiben

$$S R_i e_g = \frac{e_g}{D} = i_a (R_i + \mathfrak{R}_a)$$

Vergleichen wir dies mit der Gleichung eines Generators mit der E.M.K. e und dem inneren Widerstand R_i

$$e = i(R_i + \mathfrak{R}_a)$$

so ergibt sich folgender wichtige Satz:

Wird dem Gitter eine Wechselspannung e_g zugeführt, so ist die Verstärkerröhre in bezug auf die Wechselstromvorgänge im Anodenkreis identisch mit einem Generator von der elektromotorischen Kraft $e = \frac{e_g}{D}$ und dem inneren Widerstand $R_i = \frac{1}{SD}$, der auf ein beliebiges äußeres System mit dem Widerstande $\mathfrak{R}_a$ arbeitet[1]). Hierdurch ist das gesamte

1) Einen entsprechenden Satz hat nach privater Mitteilung schon vor mir Herr Dr Schottky aufgestellt.

Digitized by Google

Verhalten der Röhre in einfachster Weise gekennzeichnet. Bei Kurzschluß, d. h. $\mathfrak{R}_a = 0$ erhält man den Kurzschlußstrom

$$i_a = \frac{e}{R_i} = \frac{e_g}{D R_i} = S e_g$$

Das ist die aus der Charakteristik bei konstanter Anodenspannung unmittelbar abzulesende Gleichung. In der Tat liegt ja für $\mathfrak{R}_a = 0$ die konstante Batteriespannung E_a unmittelbar an der Anode, es treten keine Spannungsschwankungen $e_a = i_a \mathfrak{R}_a$ auf.

Bei Leerlauf, d. h. wenn der Wechselstrom $i_a = 0$ wird, wenn also ein sehr großer Widerstand ($\mathfrak{R}_a = \infty$), etwa eine große Drosselspule im Anodenkreis liegt, wird die Klemmenspannung $e_a = \frac{e_g}{D}$, d. h. gleich der E.M.K. Die Anodenwechselspannung ist in diesem Falle das $1/D$fache der am Gitter liegenden Wechselspannung, z. B. für $D = 0{,}1$ das 10fache, für $D = 0{,}01$ das 100fache. Man erhält also bei kleinem Durchgriff D eine sehr erheblich verstärkte Wechselspannung an der Anode; nur ist gerade dann die Voraussetzung, daß $\mathfrak{R}_a$ groß gegen R_i sein muß, praktisch nicht leicht zu erfüllen, da R_i auch wie $1/D$ anwächst, bei kleinem D also sehr groß wird.

Bei einer Belastung mit einem Widerstand $\mathfrak{R}_a$ wird der Strom

$$i_a = \frac{e_g}{D(R_i + \mathfrak{R}_a)}$$

und die Klemmenspannung sinkt auf

$$e_a = \frac{e_g}{D} - i_a R_i = \frac{e_g}{D} \frac{\mathfrak{R}_a}{R_i + \mathfrak{R}_a}$$

Dabei kann der äußere „Widerstand" $\mathfrak{R}_a$ auch induktiv oder kapazitiv sein, überhaupt aus ganz beliebig geschalteten Apparaten bestehen. Es sind dann nur R_i und $\mathfrak{R}_a$ nicht mehr in Phase und die Amplituden $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_a$ nach bekannten Regeln vektoriell zusammenzusetzen.

Bei Belastung durch eine Spule mit dem Wechselwiderstand $\mathfrak{R}_a = \sqrt{R_a^2 + \omega^2 L_a^2}$ wird z. B.

$$\mathfrak{J}_a = \frac{\mathfrak{E}_g}{D} \cdot \frac{1}{\sqrt{(R_i + R_a)^2 + \omega^2 L_a^2}}; \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L_a}{R_i + R_a}$$

6. Güte der Röhre. Die an die Spule abgegebene Leistung wird dann

$$N_a = \frac{\mathfrak{J}_a^2 R_a}{2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\mathfrak{E}_g}{D} \right)^2 \frac{R_a}{(R_i + R_a)^2 + \omega^2 L_a^2}$$

Digitized by Google

Sie wird ein Maximum bei induktionsfreier Belastung durch einen Widerstand R_a, der gleich dem inneren Widerstand R_i ist, nämlich

$$N_{a\,\max.} = \frac{\mathfrak{E}_g^{\,2}}{8 D^2 R_i} = \frac{\mathfrak{E}_{g\,\text{eff.}}^{\,2}}{4 D^2 R_i}$$

Das Verhältnis

$$\frac{4 N_{a\,\max.}}{\mathfrak{E}_{g\,\text{eff.}}^{\,2}} = \frac{1}{D^2 R_i} = S^2 R_i = \frac{S}{D} = G_r$$

wird zweckmäßig als „Güte der Röhre" bezeichnet. Es ist gleich der vierfachen von der Röhre maximal abzugebenden Wechselstromleistung N_a in Watt, wenn dem Gitter eine Wechselspannung $\mathfrak{E}_{g\,\text{eff.}}$ von 1 Volt zugeführt wird. Für $S = 10^{-4}$ und $D = 0{,}1 = 10\,\%$ wird z. B. $G_r = 10^{-3} = 1/1000$ Watt/Volt², d. h. bei 1 Volt am Gitter kann die Röhre an der Anodenseite maximal 1/4000 Watt Wechselstromenergie abgeben, bei 0,1 Volt nur noch 1/400 000 Watt. Daß im Nenner die Spannung quadratisch eingeht, rührt daher, daß sich beim Vermindern der Gitterspannung sowohl Spannung wie Stromstärke in der Anodenseite vermindern, die Leistung also quadratisch abnimmt.

Die Güte der Röhre ist maßgebend für die maximal mit der Röhre erreichbare Verstärkung. Es ist daher wichtig sich zu merken. daß die Güte der Röhre um so größer ist, je steiler die Charakteristik verläuft und je kleiner der Durchgriff der Röhre ist. Ersteres ist ohne weiteres verständlich. Letzteres beruht darauf, daß der Durchgriff die Anodenrückwirkung darstellt, die ja vermindernd auf den Anodenwechselstrom einwirkt.

7. Anodenbatterie. Durch die beiden Bedingungen, daß erstens das Arbeitsgebiet an einer möglichst steilen Stelle der Charakteristik liegen soll und zweitens das Gitter eine negative Vorspannung E_g von etwa -1 Volt haben muß, wird die Größe der Anodenbatterie vollständig festgelegt.

Die Anodenspannung E_a muß nämlich so groß sein, daß die durch sie bewirkte Verschiebung der Charakteristik um $D E_a$ eine steile Stelle der Charakteristik in das Gebiet von 1 Volt negativer Gitterspannung bringt.

Fig. 8 veranschaulicht diese Verhältnisse. Bei der Anodenspannung $E_a = 0$ fängt die Charakteristik erst vom Nullpunkt der Gitterspannung E_g aus zu steigen an. Im Arbeitspunkt A bei $E_g = -1$ Volt würde also keine Verstärkerwirkung eintreten. Erhöht man die Anodenspannung auf 50 Volt, so verschiebt sich bei einem Durchgriff von

Digitized by Google

10 % die Charakteristik um $DE_a = 50 \cdot 0{,}1 = 5$ Volt nach links. Dadurch kommt die Charakteristik gerade in die richtige Lage, da der Arbeitspunkt A' jetzt nahezu an der steilsten Stelle der Charakteristik liegt. Würde man die Anodenspannung auf 100 Volt steigern, würde sich die Charakteristik nochmals um 5 Volt verschieben; dann läge der Arbeitspunkt A'' schon in dem Sättigungsgebiet, wo die Charakteristik wieder flacher verläuft, die Verstärkung also wieder geringer wird. Der Versuch läßt sich an jedem Verstärker leicht ausführen. Man

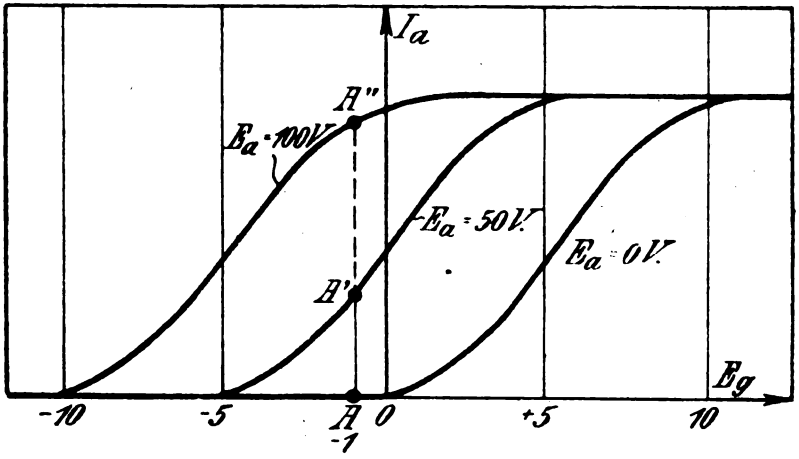


Fig. 8.

findet dann bei Steigerung der Batteriespannung in der Tat, daß die Verstärkung anfangs null ist, dann ein Maximum erreicht und schließlich wieder bis auf Null sinkt, genau dem Verlauf der Steilheit der Charakteristik entsprechend. Der Versuch gelingt besonders leicht bei schwacher Heizung des Glühfadens. Bei starker Heizung tritt die Sättigung, das Umbiegen der Charakteristik erst spät ein und man muß recht hohe Anodenspannungen anwenden, um sie bei — 1 Volt Gitterspannung zu erreichen.

8. Richtlinien für die Röhrenkonstruktion. Im allgemeinen ist die Form der Charakteristik durch die Anordnung von Glühfaden und Gitter gegeben, wie im ersten Abschnitt gezeigt wurde. Es kommt besonders darauf an, das Gitter recht nahe an den Glühfaden zu bringen, weil dadurch einerseits die Steilheit der Charakteristik vergrößert wird, andererseits die steilste Stelle näher an den Nullpunkt rückt. Es ist dann auch nur eine geringere „Verschie-

Digitized by Google

bungsspannung" erforderlich, um diese Stelle in das Arbeitsgebiet bei -1 Volt Gitterspannung zu verschieben. Bei gegebener Charakteristik ist auch die zweckmäßigste Verschiebungsspannung gegeben. In Fig. 8 liegt z. B. die steilste Stelle zwischen 4 und 6 Volt. Es ist also eine Verschiebungsspannung von 5 bis 7 Volt erforderlich, um die steilste Stelle auf -1 Volt zu bringen. Es muß also das Produkt DE_a 5 bis 7 Volt groß sein. Man hat dann noch die Wahl, entweder den Durchgriff D, die Löcher im Gitter, groß zu machen, so daß man mit kleiner Anodenbatterie E_a auskommt, oder D klein zu machen, und eine Batterie von höherer Spannung E_a zu verwenden. Letzteres hat den Vorteil, daß mit kleinerem D die Güte der Röhre $G_r = \frac{S}{D}$ wächst. Man kann daher geradezu sagen: Die Güte einer Röhre läßt sich proportional der aufgewandten Anodenspannung steigern, indem man D entsprechend kleiner wählen kann. Dabei ist freilich zu beachten, daß die Güte nur so lange ein Maß für die erzeugte Wechselstromleistung bleibt, als der äußere Widerstand gleich dem inneren gemacht wird. Es ist aber $R_i = \frac{1}{SD}$, d. h. der innere Widerstand wächst umgekehrt proportional zu D, also in gleicher Weise, wie die Anodenspannung. Hohe Widerstände und besonders hohe Spannungen sind freilich in der Praxis nicht gern gesehen und man wird oft auf Kosten der Verstärkung die Spannung heruntersetzen, zumal wenn es sich um kleine transportable Apparate handelt.

9. Doppelgitterröhren[1]). Die Vorteile kleinen Durchgriffs lassen sich mit den Annehmlichkeiten kleiner Anodenspannungen vereinigen, wenn man Doppelgitterröhren verwendet (Fig. 9). Für den Emissionsstrom gilt dann angenähert die Gleichung (vgl. Abschnitt I)

$$J_e = C E_{ei}^{3/2} = C(E_{g_1} + D_g E_{g_2} + D_g \cdot D_a E_a)^{3/2}$$

Man legt nun wie bei Einfachgitterröhren an das erste Gitter G_1 den zu verstärkenden Strom und gibt ihm eine geringe negative Vorspannung E_{g_1}. Das zweite Gitter G_2, das man auch Voranode nennen könnte, dient nur dazu, die erforderliche Verschiebung der Charakteristik herzustellen und zwar wählt man den Durchgriff D_g, die Löcher im ersten Gitter, sehr groß, so daß man mit einer kleinen Spannung

1) Solche Röhren sind zuerst von Schottky vorgeschlagen und ausgeführt worden. Es scheint, daß etwa gleichzeitig in Amerika solche Röhren aufgekommen sind.

Digitized by Google

E_{g_2} auskommt. Der gesteuerte Strom fließt durch beide Gitter hindurch zur eigentlichen Anode A und wird von dieser wie gewöhnlich, etwa über einen Transformator, abgenommen. Der für die Güte der Röhre in Betracht kommende Durchgriff, die Rückwirkung der Anodenspannung E_a, ist jetzt gleich $D_g \cdot D_a$ und kann durch kleines D_a sehr klein gemacht werden, so daß die Güte der Röhre entsprechend steigt

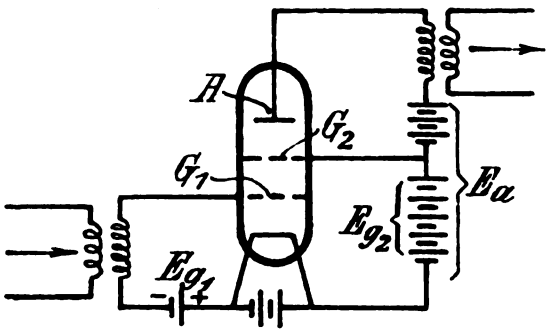


Fig. 9.

Es ist freilich zu beachten, daß das stark positive Gitter, zumal wenn es einen kleinen Durchgriff, d. h. nur kleine Löcher hat, einen erheblichen Teil der Elektronen an sich zieht, insbesondere auch bei Änderung der Anodenspannung eine Änderung in der Stromverteilung hervorruft, die auf die Güte der Röhre ungünstig wirkt. Man muß, um diesen Einfluß zu verringern, der Anode eine höhere Spannung als dem zweiten Gitter geben, also die Betriebsspannung doch wieder erhöhen. Immerhin ist der Vorteil nicht unwesentlich, wie an einem Zahlenbeispiel gezeigt werden möge.

Es sei eine Verschiebungsspannung von 6 Volt erforderlich. Man wähle $D_g = 0{,}3$, so daß für E_{g_2} nur $6/0{,}3 = 20$ Volt erforderlich sind. Für E_a genügt dann eine um 10 Volt höhere Spannung, also $E_a = 30$ Volt, um den Strom zur Anode zu leiten. Dabei kann etwa $D_a = 0{,}033$ gemacht werden, so daß man für den inneren Widerstand einen Durchgriff $D = 0{,}033 \cdot 0{,}3 = 0{,}01$ in Rechnung zu setzen hat. Eine Einfachröhre würde bei gleicher Güte also auch gleichem Durchgriff eine Anodenspannung $E_a = 600$ Volt zur Verschiebung um 6 Volt brauchen, während man hier mit 30 Volt auskommt. Oder auf gleiche Anodenspannung bezogen, der Durchgriff wird 20 mal so klein, die Güte 20 mal so groß. Freilich wird auch der innere Widerstand 20 mal

Digitized by Google

so groß, so daß es schwer wird, die Güte durch einen gleich großen äußeren Widerstand voll auszunutzen.

Man kann Doppelgitterröhren auch in einer anderen Schaltung verwenden (Fig. 10). Hier dient das zweite Gitter als Steuergitter. Es ist wie bei Einfachröhren schwach negativ vorgespannt und erhält den unverstärkten Strom; die Anode leitet den verstärkten Strom ab.

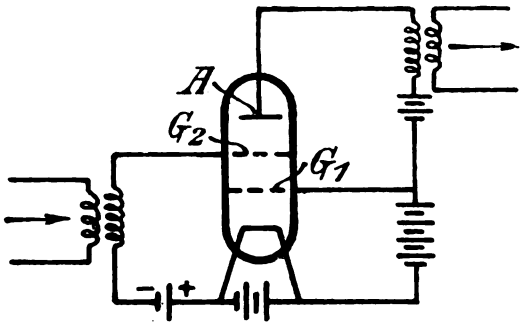


Fig. 10.

Das erste Gitter dagegen, das man zweckmäßig als „Vorgitter" bezeichnet, liegt unmittelbar an einer positiven Spannung. Diese ist so groß, daß der Emissionsstrom nahezu gesättigt ist, also etwa 10 Volt groß. Die Elektronen fliegen dann durch das erste Gitter hindurch und bilden eine Raumladung zwischen erstem und zweitem Gitter. Bei stark negativem zweitem Gitter werden sie wieder zurückgestoßen, freilich nur zum kleinen Teil zum Glühdraht; fast der ganze Strom geht dann zum ersten, positiven Gitter. Bei schwach negativem zweitem Gitter mit dahinter liegender durchgreifender positiver Anode werden sie dagegen zur Anode gezogen. Zweites Gitter und Anode spielen etwa dieselbe Rolle, wie Gitter und Anode bei der Einfachgitterröhre. Nur werden die Raumladungen durch das erste Gitter aus der unmittelbaren Nähe des dünnen Glühdrahtes, wo sie schwer zu beeinflussen sind, entfernt und auf einen größeren Radius verteilt; sie lassen sich dann leichter steuern, man erhält eine größere Steilheit der Charakteristik und braucht eine kleinere Verschiebungsspannung. Bei hinreichend großem Durchgriff des zweiten Gitters genügt schon eine sehr geringe Anodenspannung, so daß man sogar Anode und erstes Gitter an dieselbe Spannung legen kann. Zweckmäßiger wählt man aber die Anodenspannung höher, da sonst das erste Gitter zu viel Strom ver-

Digitized by Google

schluckt. Der praktische Vorteil dieser Anordnung mit Vorgitter gegenüber der erst genannten mit Voranode besteht darin, daß der innere Widerstand der Röhre nicht so groß wird, im Gegenteil infolge größerer Steilheit und kleineren Durchgriffs sogar verringert wird. Doch lassen sich hier allgemeine Angaben nur schwer machen, da die Verteilung der Raumladungen und die Ungleichförmigkeit des Feldes bei großem Durchgriff, also großen Löchern in den Gittern, die Verhältnisse verschieben. Es hat sich praktisch gezeigt, daß Doppelgitterröhren besonders geeignet sind, wenn es auf kleine Anodenspannungen ankommt. Man erreicht etwa die gleiche Güte mit 10 Volt wie bei Einfachgitterröhren für 100 Volt. Umgekehrt ist bei gleichen Anodenspannungen die Güte der Doppelgitterröhren etwa 10fach überlegen; man erreicht mit ihnen eine $\sqrt{10}$, d. h. rund 3 mal größere Verstärkung als mit Einfachgitterröhren.

Natürlich kann man auch Röhren mit 3 Gittern herstellen, von denen das erste als Vorgitter, das zweite als eigentliches Steuergitter, und das dritte als Voranode wirkt. Das bedeutet elektrisch noch einen weiteren Fortschritt, der aber durch die konstruktiven Nachteile wohl im allgemeinen aufgewogen wird.

Zusammenfassung.

1. Das Gitter muß eine schwach negative Gleichspannung erhalten, dann ist sein Strom- und Energieverbrauch Null.

2. Für das gesamte elektrische Verhalten der Verstärkerröhre sind dann nur zwei Größen: Steilheit und Durchgriff, maßgebend

3. Die Steilheit ist um so größer, je näher das Gitter dem Glühdraht liegt.

4. Der Durchgriff ist um so größer, je größer die Löcher im Gitter sind.

5. Die wirksame E.M.K. für den Anodenstrom ist gleich der Gitterwechselspannung dividiert durch den Durchgriff.

6. Der innere Widerstand dieser E.M.K. ist gleich dem reziproken Produkt aus Steilheit mal Durchgriff.

7. Der äußere Widerstand ist möglichst gleich dem inneren zu machen.

8. Sehr hohe äußere Widerstände sind praktisch schwer herzustellen und erhöhen die Neigung zum Pfeifen und sonstigen Störungen. Daher kleinerer innerer Widerstand (größerer Durchgriff) erwünscht.

9. Die „Güte" der Röhre ist gleich der Steilheit dividiert durch den Durchgriff.

Digitized by Google

10. Durchgriff mal Anodenspannung muß gleich der Verschiebungsspannung gemacht werden, die erforderlich ist, um die steilste Stelle der Charakteristik in das Gebiet negativer Gitterspannung zu verschieben.

11. Die Anodenspannung ist daher dem Durchgriff umgekehrt proportional.

12. Steilheit, Durchgriff und innerer Widerstand lassen sich für jede Röhre durch eine einfache Gleichstrommessung bestimmen. Die umständlicheren Wechselstrommessungen ergeben die gleichen Werte.

13. Durch Doppelgitterröhren, die in zweierlei Schaltungen verwendbar sind, läßt sich die Güte der Röhren etwa verzehnfachen.

(Fortsetzung folgt.)

Dresden, Institut für Schwachstromtechnik.

Das Dynatron, eine Vakuumröhre mit der Eigenschaft des negativen elektrischen Widerstandes.

Von **Albert W Hull** (Untersuchungs-Laboratorium der General Electric Company in Schenectady, New York).

1. Erklärung.

Das Dynatron gehört zu der mit dem Namen Kenotron[1]) bezeichneten Art von Hochvakuumröhren mit Glühkathode, die in dem Untersuchungslaboratorium entworfen worden sind. Zwei Vertreter dieser Röhrenart, der Kenotron-Gleichrichter und das Pliotron sind bereits in den Proceedings of the Institute of Radio Engineers und zwar im Septemberheft 1915 beschrieben worden. Das grundlegende Kennzeichen des Kenotrons besteht darin, daß seine Wirkung in keiner Weise auf der Gegenwart von Gasen in der Röhre beruht.

In seiner Bauart ähnelt das Dynatron dem Kenotron-Gleichrichter und dem Pliotron. Im Grundgedanken und in der Wirkungweise sind diese drei jedoch grundsätzlich voneinander verschieden. Jede dieser

1) Über die sprachliche Herleitung der Bezeichnungen Kenotron und Pliotron vgl. Jahrb. 10, 528—529.

Digitized by Google

Röhren verwertet ein besonderes und wichtiges Prinzip der elektrischen Leitung im Hochvakuum. Der Kenotron-Gleichrichter verwertet die Eigenschaft der einseitigen Stromleitung zwischen einer heißen und einer kalten Elektrode im Vakuum. Das Pliotron verwertet die Eigenschaft der Raumladung dieses Stromes, die gestattet, daß der Stromfluß durch die elektrostatische Wirkung eines Gitters gesteuert wird. Das Dynatron endlich verwertet die Erscheinung, daß sekundäre Elektronen von einer Platte ausgesendet werden, wenn Primärelektronen auf diese Platte fallen. Das Dynatron ist, wie sein Name andeutet, ein Generator für elektrische Energie, und es speist jeden Stromkreis, mit dem es verbunden wird, mit elektrischer Energie. Es gleicht darin einem Seriengenerator, daß seine Spannung proportional dem hindurchfließenden Strome ist, aber es ist vollständig frei von Hysteresis und Trägheit, die diesen Generatoren und allen Anordnungen, die auf Gasionisation beruhen, anhaften.

2. Bauart.

Das Dynatron besteht im wesentlichen aus einer entlüfteten Röhre, welche einen Glühdraht (Kathode), eine durchlöcherte Anode und eine dritte Elektrode, die sogenannte „Platte" enthält. Das Wesen dieser Bauart ist in Figur 1 gezeigt. Die Platte muß nahe an der Anode

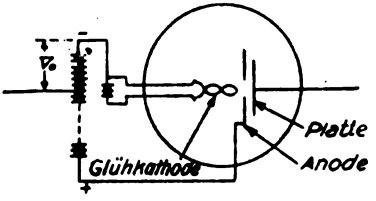


Fig. 1.

angeordnet sein und zwar in einer derartigen Lage, daß einige der Elektronen, die durch die Anodenspannung in Bewegung gesetzt werden, auf diese Platte fallen. Eine Batterie dient dazu, die Glühkathode im Glühzustande zu erhalten und um die Anode auf einer gleichbleibenden positiven Spannung von 100 Volt oder mehr in bezug auf die Glühkathode zu erhalten. Diese Spannung wird während des Betriebes der Röhre nicht geändert, und die Anode hat während des Betriebes der Röhre lediglich die Aufgabe und die Wirkung, einen Strom von Primärelektronen in Bewegung zu setzen und die Sekundärelektronen von der Platte wegzuführen, d. h. also die Kraft zu liefern.

Digitized by Google

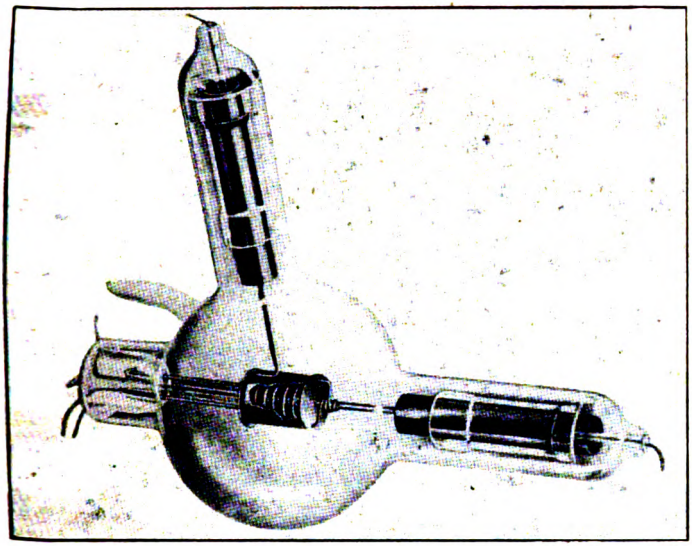


Fig. 2. Dynatron.

Fig. 2a.

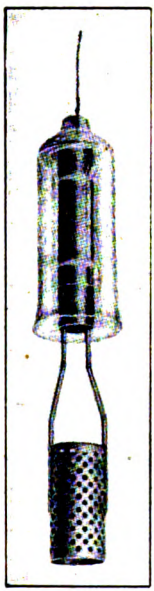


Fig. 2b.

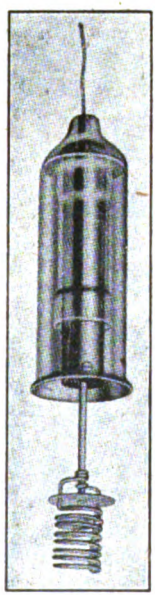


Fig. 2c.

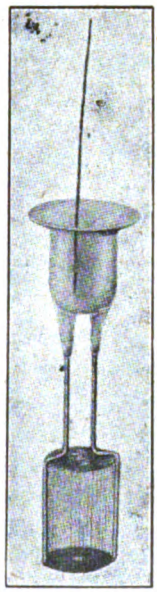


Fig. 2d.

Digitized by Google

Fig. 2 zeigt die Bauart einer der praktisch ausgeprobten Dynatronröhren, die entworfen worden sind. Die Platte ist zu einer Zylinderform (Fig. 2, a) zusammengebogen, um die Elektronenemission von der Glühkathode vollständiger auszunützen, und die Anode ist mit einer großen Anzahl von Löchern versehen statt mit einem einzigen. Dies wird erzielt durch Verwendung eines durchlöcherten Zylinders (Fig. 2, b),

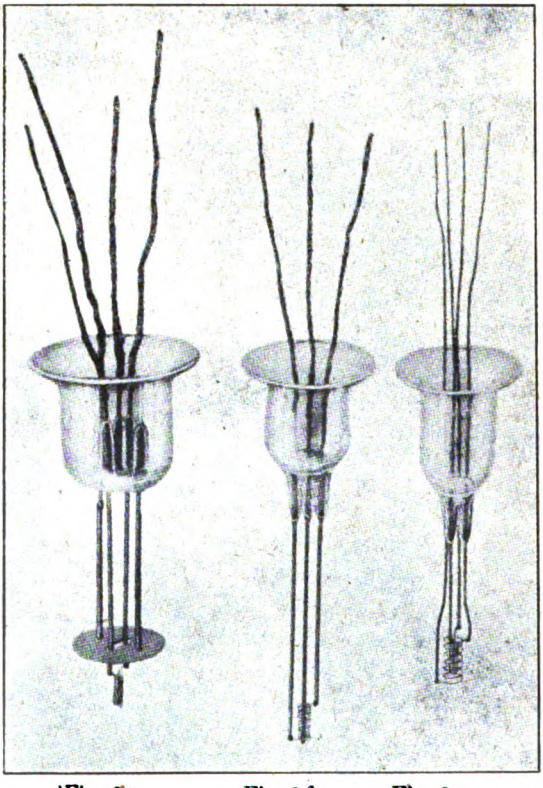


Fig. 2e. Fig. 2f. Fig. 2g.

oder einer Spirale von starkem Draht (Fig. 2, c) oder eines Netzes von feinen Wolframdrähten (Fig. 2, d). Die Glühkathode ist eine Spirale von Wolframdraht Fig. 2, e). Die Glühkathode kann ferner mit einem dick isolierten Draht in ihrer Achse versehen (Fig. 2, f) oder von einem isolierten Spiralgitter umgeben werden (Fig. 2, g), wodurch eine „viergliedrige" Röhre entsteht, die Pliodynatron genannt wird. Die kennzeichnenden Eigenschaften dieses Pliodynatrons werden in Abschnitt 8 behandelt.

Digitized by Google

3. Das charakteristische Merkmal des negativen Widerstandes.

Durch das elektrische Feld zwischen der Glühkathode *F* (vgl. Fig. 1) und der Anode *A* werden Elektronen von der Glühkathode *F* aus in Bewegung gesetzt. Einige von diesen Elektronen gehen durch die Löcher in der Anode und fallen auf die Platte *P*. Wenn *P* auf einem niedrigen Potential in bezug auf die Glühkathode sich befindet, werden diese Elektronen in die Platte eintreten und einen Strom negativer Elektrizität im äußeren Stromkreis bilden. Wenn das Potential von *P* erhöht wird, wird sich die Geschwindigkeit, mit der die Elektronen die Platte treffen, wachsen, und wenn diese Geschwindigkeit groß genug wird, werden sie durch ihren Stoß die Emission sekundärer Elektronen von der Platte zur Folge haben. Diese sekundären Elektronen werden von der mehr positiven Anode angezogen. Der von der Platte tatsächlich erhaltene Elektronenstrom ist gleich der Differenz zwischen der Anzahl der Primärelektronen, die die Platte treffen und in sie eindringen, und der Zahl der Sekundärelektronen, die die Platte verlassen. Die Zahl der Primärelektronen hängt von der Temperatur der Glühkathode ab und ist praktisch unabhängig vom Potential der Platte. Die Zahl der Sekundärelektronen jedoch wächst rasch mit der Spannungsdifferenz zwischen der Platte und der Glühkathode und kann sehr viel größer werden als die Zahl der Primärelektronen; d. h. jedes Primärelektron kann mehrere Sekundärelektronen hervorbringen, in manchen Fällen bis zu zwanzig.

Das Ergebnis ist das kennzeichnende Verhältnis zwischen dem Strom und der Spannung, wie es in Fig. 3 dargestellt ist. Die Abszissen stellen die Spannungen der Platte in bezug auf das negative Ende der Glühkathode dar. Die Ordinaten stellen den Strom im Plattenkreis dar und zwar positiv gerechnet für die Elektronen, die von der Glühkathode zur Platte übergehen, d. h. in der Richtung, die dem positiven Stromfluß vom hohen Potential zum niedrigen über das Vakuum entspricht. Man sieht, daß bei niedrigen Spannungen der Strom sehr klein ist, da ja lediglich diejenigen Elektronen, die von dem äußersten negativen Ende der Glühkathode kommen, imstande sind, die Platte zu erreichen. Wird die Spannung gesteigert, so wächst der Strom rasch, und bei etwa 25 Volt empfängt die Platte den vollen primären Strom vom ganzen Glühdraht. Bei allen höheren Spannungen bleibt dieser Primärstrom im wesentlichen konstant. Wenn die Spannung über 25 Volt gesteigert wird, wird aber der zweite Faktor wesentlich. Die Primärelektronen treffen auf die Platte mit einer ge-

Digitized by Google

nügend großen Energie, um die Emission sekundärer Elektronen zu bewirken und diese Emission wächst rasch mit der Spannung: infolgedessen nimmt der tatsächliche Strom nach der Platte rasch ab. Bei 100 Volt ist die Zahl der Sekundärelektronen, die die Platte verlassen, gleich der Zahl der Primärelektronen, die in sie eindringen, so daß der Gesamtstrom, den die Platte empfängt, gleich Null ist. Wenn die Spannung weiter gesteigert wird, wird die Zahl der Sekundärelektronen größer als die Zahl der Primärelektronen, und die Platte erleidet einen

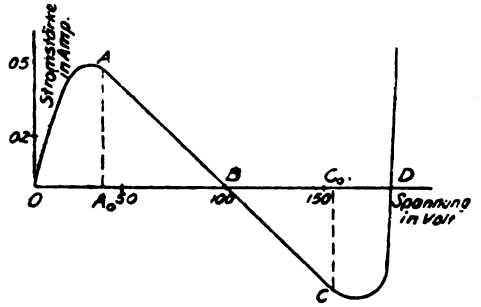


Fig. 3.

tatsächlichen Verlust an Elektronen; das bedeutet, daß der Strom entgegen der angelegten Spannung fließt. Wenn die Spannung weiter gesteigert wird, wird ein Punkt erreicht, bei dem die Anode nicht mehr genügend positiv ist, um alle sekundären Elektronen von der Platte abzuleiten, und der Strom nach der Platte wird daher wieder Null und wächst dann rasch an bis zu einem Werte, der der Zahl der Primärelektronen entspricht.

Aus Fig. 3 ist ersichtlich, daß in dem Bereiche von A bis C, das ist zwischen 50 und 150 Volt in dem hier dargestellten Beispiel, der Strom im Dynatron fast linear mit steigender Spannung abnimmt und daß er der Gleichung

$$i = \frac{E}{\bar{r}} + i_0$$

folgt, in der i_0 und $\bar{r}$ Konstanten sind, wobei $\bar{r}$ negativ ist. Da die Konstante i_0 bei keiner der Anwendungen, für die das Dynatron gebraucht worden ist, den veränderlichen Teil des Stromes beeinflußt, ist es zulässig, das Dynatron durch die Konstante $\bar{r}$ zu charakterisieren die sein „negativer Widerstand“ genannt werden soll. Die Be-

Digitized by Google

richtigung dieser Bezeichnung liegt darin, daß das Verhalten des Dynatrons in irgendeinem Stromkreise, der Widerstand, Kapazität, Induktanz und elektromotorische Kraft enthält, genau berechnet werden kann, indem man das Dynatron als einen linearen Leiter mit dem negativen Widerstande $\bar{r}$ behandelt. Beispiele für solche Berechnungen werden weiter unten gegeben.

Der Ausdruck i_0 in obiger Gleichung verschwindet, wenn das Dynatron in Reihe mit einer Batterie geschaltet wird, deren Spannung

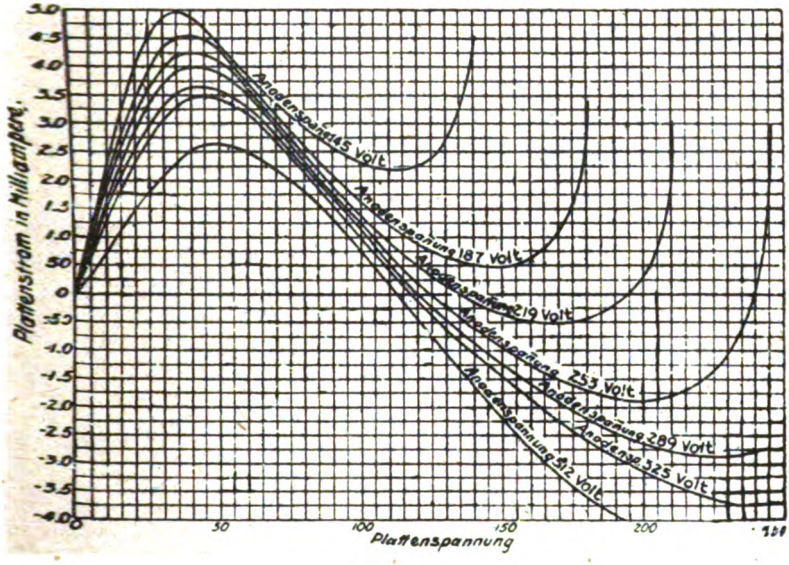


Fig. 4.

gleich ist derjenigen, bei der der Strom im Dynatron Null ist (Punkt B in Fig. 3). Diese Zusammenstellung ist ein wahrer negativer Widerstand, für den die Gleichung gilt

$$i = \frac{E}{\bar{r}}$$

Wenn z. B. das Dynatron nach Fig. 1 einschließlich der zugehörigen Batterien, in einen Kasten eingebaut würde, und wenn dann zwei Drähte aus dem Kasten als Endklemmen herausgeführt würden, die eine von der Platte P und die andere von dem Punkte V_0 der Batterie, der dem Punkte B der Fig. 3 entspricht, so würde dieser „Kasten mit negativem Widerstand" sich in jeder Hinsicht verhalten wie ein

Digitized by Google

Leiter mit negativem Widerstand über einen Spannungsbereich nach Positiv und Negativ, der durch BC_0 und BA_0 in Fig. 3 dargestellt ist.

Die Größe des negativen Widerstandes, der dem Neigungswinkel der Strom-Spannungskurve der Fig. 3 entspricht, und der Spannungsbereich A_0—C_0, innerhalb dessen er benutzt werden kann, hängen von der Anodenspannung, der Temperatur des Glühdrahtes und in gewissem Maße auch von der Gestalt und dem Material der Elektroden ab. Die Wirkung der Veränderung der Anodenspannung allein ist für zwei verschiedene Typen von Röhren in den Figuren 4 und 5, und die Wirkung der Veränderung der Glühdrahttemperatur in Fig. 6 dar-

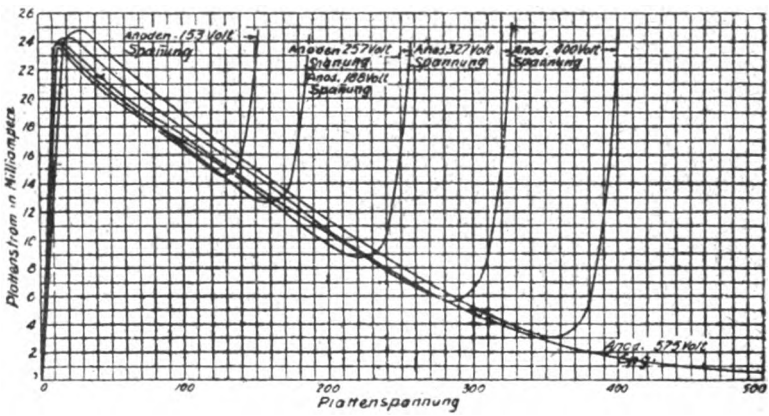


Fig. 5.

gestellt. Man sieht, daß die Wirkung der Veränderung der Anodenspannung im allgemeinen darin besteht, daß hierdurch der Bereich des negativen Widerstandes der Kurve verkürzt oder verlängert wird ohne Änderung des Wertes des negativen Widerstandes. Die Spannung V_0 bei welcher die Kurven die Achse kreuzen, zeigt bei der einen Röhre eine kleine Verschiebung nach rechts mit steigender Spannung und bei der anderen eine solche nach links. Man kann hieraus schließen, daß bei passender Bauart der Röhre diese Verschiebung genau gleich Null gemacht werden könnte und daß dann die Wirkung der Röhre über einen weiteren Bereich unabhängig wird von dem Werte der Anodenspannung. Andererseits ändert sich bei einer Veränderung der Temperatur des Glühfadens lediglich der negative Widerstand, ohne daß sich der Bereich oder der Wert von V_0 ändert. Dies gewährt ein einfaches Mittel, um den negativen Widerstand auf irgendeinen beliebigen Wert

Digitized by Google

einzustellen, macht jedoch gleichzeitig die gleichmäßige Wirkung der Röhre von der Bedingung abhängig, daß die Temperatur der Glühkathode konstant gehalten wird.

Man sieht, daß der negative Abfall der Kurven in Fig. 4 weniger geradlinig ist als derjenige bei Fig. 5. Dies ist in solchen Fällen ein

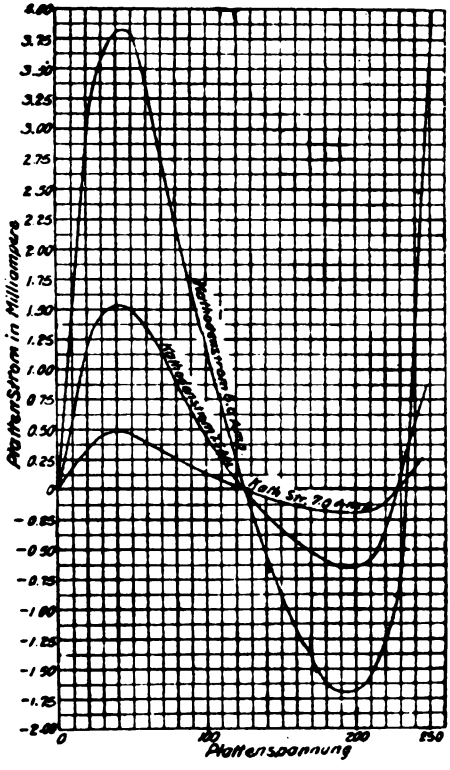


Fig. 6.

Nachteil, in denen eine genaue Abgleichung von positivem und negativem Widerstand gewünscht wird, aber für einige besondere Zwecke der drahtlosen Telegraphie, die später beschrieben werden sollen, ist dies ein Vorteil. Der Krümmungsgrad hängt von der Bauart der Röhre ab und kann ganz beliebig gestaltet werden.

Digitized by Google

4. Das Dynatron in einem Stromkreis, der positiven Widerstand enthält.

A. Reihenschaltung. Kreis mit dem Widerstand Null.

Wenn das Dynatron in Reihe mit einem Stromkreis geschaltet wird, der positiven Widerstand enthält, so ist der Gesamtwiderstand des Stromkreises gleich der algebraischen Summe des positiven und des negativen Widerstandes und kann dadurch beliebig klein gemacht werden, daß der positive und der negative Widerstand ungefähr gleich groß gemacht werden. Ein solcher Stromkreis besitzt sehr interessante Eigenschaften. Denn während der Gesamtwiderstand des Stromkreises sehr klein ist, ist der Widerstand seiner Teile für sich allein nicht klein. Daher wird eine kleine Veränderung der elektromotorischen Kraft, die an den gesamten Stromkreis angelegt ist, eine verhältnismäßig große Veränderung des Stromes zur Folge haben, und daher auch eine Veränderung des i R-Spannungsabfalles an den Enden jedes Teiles besonders; das heißt, der Stromkreis wirkt wie ein Spannungserhöher.

Die Verbindungen sind in Fig. 7 dargestellt. Ein Ohmscher Widerstand R ist in Reihe mit einem Dynatron vom negativen Widerstande $\bar{r}$ geschaltet, wobei die Batterieklemme des Dynatrons an dem Punkte V_0 angeschlossen ist, der der Spannung entspricht, bei welcher der Strom im Dynatron Null ist.[1]) (B in Fig. 3.) Wenn eine elektromotorische Kraft E an die Enden der Reihenschaltung gelegt wird, die einen Strom I in den Stromkreis fließen und einen Spannungsabfall e_1 in dem Ohmschen Widerstand und einen Spannungsabfall e_2 im Dynatron entstehen läßt, so ist:

---

1) Die Vergrößerung der Spannungsänderungen bleibt dieselbe, wenn die Batterieklemme des Dynatrons an einen anderen als den dem Punkt B in Fig. 3 entsprechenden Punkt gelegt wird, vorausgesetzt, daß dieser Punkt in dem Bereiche A—C in Fig. 3 liegt, in dem die Kennlinie für das Dynatron gerade ist. In diesem Falle sind die Gleichungen:

$$e_1 = I \cdot R$$
$$e_2 = I \cdot \bar{r} - I_0 \cdot \bar{r}$$

wo I eine Konstante ist.

$$E = I \cdot (\bar{r} + R) - I_0 \bar{r}$$
$$\frac{de_1}{dE} = \frac{R}{R + \bar{r}}$$

d. h. die Spannungsänderungen werden im Verhältnis $\frac{R}{R + \bar{r}}$ verstärkt.

Digitized by Google

$$e_1 = I \cdot R$$
$$e_2 = I \cdot \bar{r}$$

Hieraus

$$E = I \cdot (\bar{r} + R)$$

und

$$\frac{e_1}{E} = \frac{R}{\bar{r} + R}$$

dies bedeutet das Verhältnis der Spannung an den Enden des Ohmschen Widerstandes zur Gesamtspannung, d. h. die Spannungsvergröße-

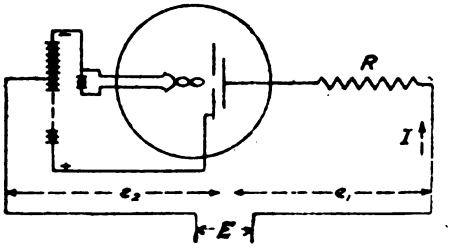


Fig. 7.

rung. Offenbar kann dies dadurch beliebig groß gemacht werden, daß $\bar{r}$ und R nahezu gleich groß gemacht werden, da ja $\bar{r}$ negativ ist.

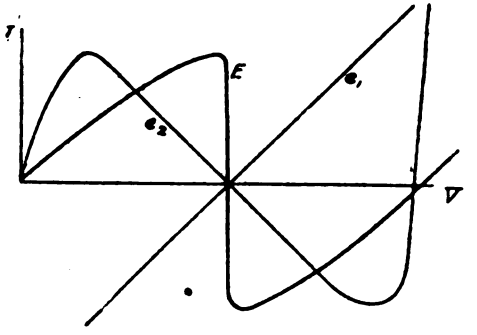


Fig. 8.

Diese Verhältnisse können an Hand der graphischen Darstellung der Fig. 8 klar erkannt werden, wo die drei mit e_1, e_2 und E bezeichneten Kurven die Abhängigkeit zwischen Strom und Spannung im

Digitized by Google

Ohmschen Widerstande, im Dynatron und im gesamten Stromkreise bedeuten.

Mit konstanten Batterien kann ein Vergrößerungsverhältnis von 1 : 1000 leicht erreicht werden. Wenn z. B. R ein Galvanometer von hohem Widerstande (2000 Ohm oder mehr) ist, so wird eine elektromotorische Kraft von 0,01 Volt, die an die Endklemmen der Reihenschaltung gelegt wird, eine elektromotorische Kraft von 10 Volt an dem Galvanometer erzeugen mit einer entsprechenden Vergrößerung des Galvanometerstromes.

Weitere Beispiele und Anwendungen dieses Prinzipes auf das Gebiet der drahtlosen Telegraphie werden in einem späteren Abschnitte gegeben werden.

B. Parallelschaltung.

Wenn das Dynatron parallel zu einem Stromkreis geschaltet wird, der positiven Widerstand enthält, so kann die gesamte Leitfähigkeit des Stromkreises, die die Summe der positiven und der negativen Leitfähigkeit der Stromzweige ist, sehr klein gemacht werden. Der Stromkreis wirkt dann als Stromverstärker. Die Schaltungsanordnung ist in Fig. 9 dargestellt. Der Gesamtstrom I ist gleich der Summe des Stromes i_1 durch den positiven Widerstand und des Stromes i_2 durch das Dynatron.

Daher
$$I = i_1 + i_2 = E \cdot \left(\frac{1}{\bar{r}} + \frac{1}{R}\right)$$

$$\frac{i_1}{I} = \frac{\bar{r}}{\bar{r} + R}$$

was sehr groß gemacht werden kann, wenn man $\bar{r}$ und R nahezu gleich groß macht.

Diese Beziehungen sind in Fig. 10 graphisch dargestellt, wo die mit i_1 i_2 und I bezeichneten Kurven die Abhängigkeit zwischen Strom und Spannung im positiven Widerstande. im Dynatron und im gesamten Stromkreise bedeuten.

Der zu vergrößernde Strom I kann der durch eine photoelektrische Zelle, ein Kenotron oder irgendeine andere nicht induktive Anordnung, deren Strom unabhängig von der Spannung ist, sein.

5. Das Dynatron in einem Stromkreis, der Widerstand, Induktanz und Kapazität enthält.

Wenn der Stromkreis des Dynatrons offen gelassen wird, wie dies in Fig. 1 dargestellt ist, so ist die Anordnung unstabil. Dies war zu

Digitized by Google

erwarten, da dies eine notwendige Begleiterscheinung des „negativen Widerstandes" ist und leicht aus der Stromspannungsbeziehung in Fig. 3 erkannt werden kann. Denn wenn die Spannung größer ist als die, welche dem Punkte *B* entspricht, so verliert die Platte Elektronen und wird infolgedessen noch mehr positiv; und je positiver sie wird, desto rascher verliert sie Elektronen, bis der Punkt *C* erreicht ist. Oberhalb *C* verliert sie noch weiter Elektronen, aber langsamer, bis sie das Potential *D* erreicht, wo sie im Gleichgewicht ist. Wenn

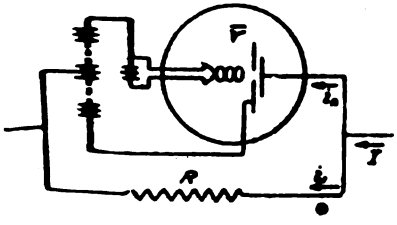


Fig. 9.

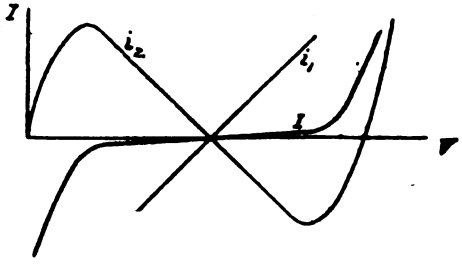


Fig. 10.

andererseits das Anfangspotential der Platte niedriger ist, als dem Punkt *B* entspricht, so wird die Platte fortwährend Elektronen aufnehmen, bis ihr Potential bis auf Null gefallen ist. Im Punkte *B* selbst ist die Platte zwar im Gleichgewicht, aber das Gleichgewicht ist labil und wenn es nur ganz wenig gestört wird, so wird die Anordnung entweder nach *O* oder nach *D* umschlagen.

Die gleiche Unstabilität tritt ein, wenn der Stromkreis der Fig. 1, statt offengelassen zu werden, über einen zu großen Widerstand geschlossen wird, so daß der Betrag von Elektronen, den die Platte aufnimmt, größer ist als der Betrag der Elektronen, die durch den Widerstand wegfließen können. In diesem Falle wird die Gleichgewichtsspannung nicht bei *D* oder bei *O* sein, sondern bei einer gewissen Spannung im Bereiche von $D—C_0$ beziehungsweise $O—A_0$. Dieses Verhalten kann augenscheinlich gemacht werden, indem man ein Voltmeter zwischen die Platte und die Glühkathode schaltet und den Stromkreis öffnet. In diesem Falle sind die Gleichgewichtslagen *O* und ein Punkt unmittelbar unterhalb *D*, und wenn die Platte ursprünglich auf *B* sich befand, so wird sie je nach den zufällig vorhandenen Betriebsumständen entweder nach der einen oder der anderen Lage überschlagen.

Digitized by Google

Wenn der Stromkreis außer Widerstand noch Induktanz und Kapazität enthält, so tritt eine ähnliche Wirkung ein. Die Platte ladet sich über das Vakuum in einem Maße auf, das von der Kapazität und dem negativem Widerstande abhängt, und sie entlädt sich zugleich durch den Stromkreis in einem Maße, welches von der Induktanz und dem positiven Widerstande abhängt. Wenn die Induktanz zu groß ist wird die Platte schneller Elektronen empfangen, als solche über die Induktanz abfließen können, und die Platte wird sich daher bis zu einem gewissen Punkte jenseits A oder C aufladen, bei dem das Maß der Ladung und Entladung augenblicklich gleich groß ist. Das Beharrungsvermögen der Induktanz wird die Platte dann gegen B zurückführen, und wenn der Widerstand nicht zu groß ist, wird sie den Punkt B überschreiten und beständig hin und her pendeln. Ob

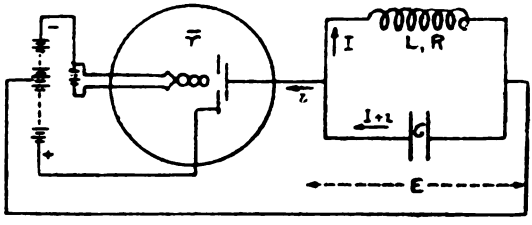


Fig. 11.

der Stromkreis beständig schwingt oder am Punkt B zur Ruhe kommt, oder ob er endlich bei einer anderen Spannung zwischen O und D zur Ruhe kommt, hängt von den Beziehungen zwischen der Induktanz, dem positiven und dem negativen Widerstand und der Kapazität ab. Diese Beziehungen können am besten durch folgende mathematische Ableitung dargestellt werden:

Das Dynatron vom negativen Widerstand $\bar{r}$ möge in Reihe mit einem Schwingungskreis geschaltet sein, der die Induktanz L, den Widerstand R und die Kapazität C enthält, wie dies in Fig. 11 dargestellt ist. Wenn man dann mit E die augenblickliche elektromotorische Kraft an den Enden der beiden Zweige des Stromkreises bezeichnet, so haben wir:

Für den induktiven Teil des Schwingungskreises:

$$I = \frac{E}{R} - \frac{L}{R}\frac{dI}{dt}$$

für den Kondensator:

Digitized by Google

$$I + i = -C\frac{dE}{dt}$$

für das Dynatron:

$$i = \frac{E}{\bar{r}} + i_0$$

Dies ergibt nach Elimination von E und i

$$\frac{d^2I}{dt^2} + \left(\frac{R}{L} + \frac{1}{\bar{r}C}\right)\frac{dI}{dt} + \frac{1}{LC}\left(1 + \frac{R}{\bar{r}}\right)I + \frac{i_0}{LC\bar{r}} = 0$$

Die Lösung dieser Gleichung ist:

$$\left.\begin{aligned} I = -\frac{i_0}{R+\bar{r}} + A\cdot\varepsilon^{-\frac{1}{2}\left(\frac{R}{L}+\frac{1}{\bar{r}C}\right)\cdot t} \\ \cdot\cos\left(\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L} - \frac{1}{2\bar{r}C}\right)^2}\cdot t - \alpha\right) \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

wenn

$$\left(\frac{R}{L} - \frac{1}{\bar{r}C}\right)^2 - \frac{4}{LC} < 0$$

ist und

$$\left.\begin{aligned} I = -\frac{i_0}{R+\bar{r}} + A\cdot\varepsilon^{\left[-\left(\frac{R}{2L}+\frac{1}{2\bar{r}C}\right)+\sqrt{\left(\frac{R}{2L}-\frac{1}{2\bar{r}C}\right)^2-\frac{1}{LC}}\right]\cdot t} \\ + B\cdot\varepsilon^{\left[-\left(\frac{R}{2L}+\frac{1}{2\bar{r}C}\right)-\sqrt{\left(\frac{R}{2L}-\frac{1}{2\bar{r}C}\right)^2-\frac{1}{LC}}\right]\cdot t} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

wenn

$$\left(\frac{R}{L} - \frac{1}{\bar{r}C}\right)^2 - \frac{4}{LC} > 0$$

ist; hierin sind i_0, A, B und α Konstanten.

Der Fall, der das größere Interesse bietet, ist die Lösung, bei der Schwingungen auftreten, d. h. also die Gleichung (1). Diese unterscheidet sich von der Gleichung eines einfachen Schwingungskreises darin, daß der Dämpfungsfaktor verkleinert ist und zwar von $\frac{R}{2L}$ auf

$$\frac{R}{2L} - \frac{1}{2rC}$$

worin r den positiven Zahlenwert von $\bar{r}$ bedeutet, und daß die Schwingungsdauer durch Vergrößerung der Dämpfungskorrektion von

Digitized by Google

$$\left(\frac{R}{2L}\right)^2 \quad \text{auf} \quad \left(\frac{R}{2L}+\frac{1}{2rC}\right)^2$$

vergrößert ist. Die Gleichung ist der Form nach identisch mit der Gleichung eines Schwingungskreises, der einen undichten (sprühenden) Kondensator enthält, wobei der positive Widerstand dieses Kondensators durch den negativen Widerstand $\bar{r}$ des Dynatrons ersetzt ist.

Man kann zwei Fälle des Schwingungszustandes unterscheiden, je nachdem der Dämpfungsfaktor positiv oder negativ ist. Im ersten Falle ist der Schwingungskreis stabil, aber seine Dämpfung kann beliebig klein gemacht werden, so daß eine angelegte Schwingung sehr lange Zeit fortdauern wird. Im zweiten Falle wird der Schwingungskreis ununterbrochen fortschwingen und zwar mit einer Amplitude, die unendlich groß werden würde, wenn der negative Widerstand über einen unendlich großen Bereich Geltung haben würde, und die daher durch die Länge des geraden Teils der Kurven für den negativen Widerstand begrenzt wird.

Die Bedingung dafür, daß der Schwingungskreis Schwingungen erzeugt, besteht darin, daß

$$\frac{R}{L}+\frac{1}{\bar{r}C}<0$$

oder, wenn man mit r den positiven Zahlenwert von $\bar{r}$ bezeichnet,

$$R\cdot r<\frac{L}{C} \tag{3}$$

Um diese Beziehung nachzuprüfen, wurde die Induktanz L in Fig. 11 als Spule mit Luftkern ausgeführt und eine in Reihe mit einem Telephon geschaltete Sekundärspule wurde lose mit ihr gekoppelt, um festzustellen, wenn der Schwingungskreis Schwingungen führte. Bei einem bestimmten Werte des negativen Widerstandes, der durch einen besonderen Versuch aus der Neigung der Stromspannungskurve ermittelt worden war, wurden verschiedene Kapazitäten eingeschaltet und dann wurde der Maximalwert des positiven Widerstandes ermittelt, bei dem der Schwingungskreis gerade noch Schwingungen führt. Die Versuchsergebnisse sind in Tabelle I auf S. 63 zusammengestellt.

Gemäß der Theorie soll der Maximalwert von $R\cdot r$ sehr nahe gleich, indessen immer kleiner sein als $\frac{L}{C}$. Man sieht aus der Tabelle I, daß diese Beziehung innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler eingehalten ist. Die Werte von $R\cdot r$ sind sämtlich etwa 3 %

Digitized by Google

Tabelle I.

R in Ohm	r Ohm	L Henry	C Farad	$R \cdot r$	L/C
75	3,000	0,689	$2{,}90 \times 10^{-6}$	225×10^3	237×10^3
85	3,000	0,689	$2{,}56 \times 10^{-6}$	225×10^3	269×10^3
96	3,000	0,689	$2{,}26 \times 10^{-6}$	288×10^3	304×10^3
108	3.000	0,689	$2{,}05 \times 10^{-6}$	324×10^3	334×10^3
126	3,000	0,689	$1{,}75 \times 10^{-6}$	379×10^3	392×10^3
158	3,000	0,689	$1{,}41 \times 10^{-6}$	475×10^3	487×10^3
204	3,000	0,689	$1{,}12 \times 10^{-6}$	614×10^3	615×10^3
253	3,000	0,689	$0{,}930 \times 10^{-6}$	760×10^3	725×10^3
78	6,520	0,689	$1{,}27 \times 10^{-6}$	510×10^3	543×10^3
90	6,520	0,689	$1{,}14 \times 10^{-6}$	587×10^3	602×10^3
116	6,520	0,689	$0{,}90 \times 10^{-6}$	757×10^3	767×10^3
162	6,520	0,689	$0{,}636 \times 10^{-6}$	1060×10^3	1080×10^3
354	6,520	0,689	$0{,}294 \times 10^{-6}$	2310×10^3	2340×10^3
674	6,520	0,689	$0{,}150 \times 10^{-6}$	4400×10^3	4600×10^3

kleiner als $\frac{L}{C}$, was die Grenze bedeutet, die durch die Empfindlichkeit des Telephons mit der zulässigen Koppelung bedingt ist.

Die Frequenz der Schwingungen wird durch die Gleichung

$$n = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{1}{L \cdot C} - \left(\frac{R}{2L} - \frac{1}{r\,C}\right)^2}$$

dargestellt, in der der Klammerausdruck unter der Wurzel für die meisten praktischen Schwingungskreise zu vernachlässigen ist. Der Bereich der Frequenzen, die praktisch erzeugt werden können, wird durch obige Gleichung bestimmt im Zusammenhang mit der Beziehung (3) zwischen dem Widerstand, der Induktanz und der Kapazität. Die Grenze der Hochfrequenz wird durch den kleinsten Wert der Kapazität, des positiven Widerstandes und des negativen Widerstandes bestimmt und kann berechnet werden, wenn die verteilte Kapazität und Induktanz der Spulen und der Verbindungsdrähte bekannt sind. Ein gewöhnliches Dynatron, welches durch einige Windungen dicken Drahtes kurz geschlossen ist, gibt eine Frequenz von etwa 20 000 000 Wechsel pro Sekunde und es ist möglich, von dieser Hochfrequenz fortlaufend und ununterbrochen zu einer Frequenz von weniger als einem Wechsel pro Sekunde überzugehen, indem man einfach die Induktanz und die Kapazität ändert.

Die Wellenform hängt von dem Verhältnis von Induktanz zu Kapazität und Widerstand ab. Gemäß der Theorie muß man eine vollkommen reine Sinuswelle erwarten, wenn das Verhältnis $\frac{L}{C}$ sehr nahe

Digitized by Google

gleich $R \cdot r$ gemacht wird, da je in diesem Falle der Schwingungskreis die Bedingung der einfachen harmonischen Bewegung erfüllt, und die Vergrößerung muß in dem Maße zunehmen, wie das Verhältnis von

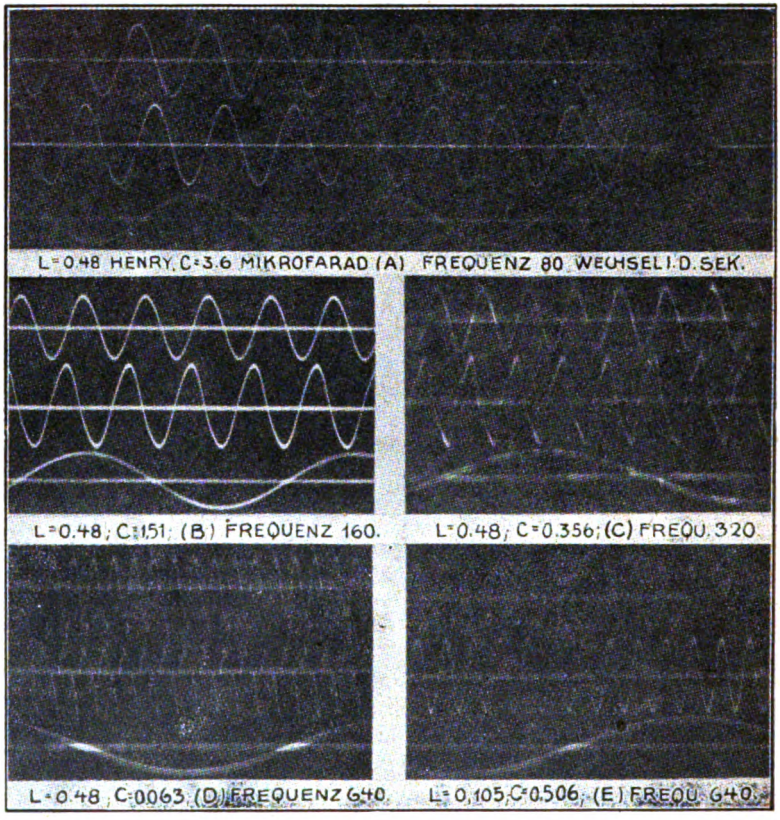


Fig. 12. Wirkung der Kapazität auf die Wellenform im schwingenden Dynatron. Die mittlere Kurve jedes Photogramms stellt den Strom im gekoppelten Kreise und die untere Kurve eine Welle von 40 Wechseln in der Sekunde zum Vergleich.

$\frac{L}{C}$ zu $R \cdot r$ wächst. Da dies eine Frage von besonderer Bedeutung ist, wurde eine Reihe von Schwingungsdiagrammen aufgenommen bei verschiedenen Verhältnissen von $\frac{L}{C}$ zu $R \cdot r$. Diese Diagramme sind in Fig. 12 wiedergegeben. Der Schwingungskreis ist derjenige von

Digitized by Google

Fig. 11, mit Ausnahme des Umstandes, daß ein Sekundärkreis induktiv gekoppelt ist mit dem primären, um die Form der Welle in einem gekoppelten Kreise zu zeigen. In jedem Photogramm gibt die oberste Kurve den Strom im gekoppelten Kreise wieder, die mittlere Kurve den Strom im primären Kreise und die unterste Kurve eine die Zeit bestimmende Vergleichsschwingung von 40 Wechseln pro Sekunde. Es wurden Luftinduktanzen und Paraffinkondensatoren verwendet.

Die Photogramme A bis D zeigen die Wirkung einer Vergrößerung des Verhältnisses $\frac{L}{C}$, wobei R und r konstant gehalten wurden. Wenn $\frac{L}{C}$ wächst, ändert sich die Primärwelle von der reinen Sinusform (Bild A) zu einer sehr schwach verzerrten Welle (Bild B) und endlich zu einer sehr stark verzerrten Welle (Bild D). Zum Vergleich mit Kurve D wurde die Aufnahme E gemacht unter denselben Bedingungen und bei derselben Frequenz, aber mit dem richtigen Verhältnis von $\frac{L}{C}$. E ist eine gute Sinuswelle. Man bemerkt, daß die Schwingung im gekoppelten Kreise eine schöne Sinuswelle ist, selbst wenn die Primärwelle stark verzerrt ist.

6. Das Dynatron im induktiven Stromkreis bei Anlegung einer periodischen elektromotorischen Kraft.

Wenn eine periodische elektromotorische Kraft, die durch den Ausdruck $e_0 \cos \omega \cdot t$ dargestellt werden möge, an die Schaltungsanordnung der Figur 11 angelegt wird, können die erzwungenen Schwingungen, die sie dem Kreis aufzwingt, viel größere Werte annehmen als in einem Kreise, der kein Dynatron enthält. Dies kann man am besten aus der mathematischen Ableitung ersehen. Die Gleichungen des Kreises sind:

$$I \cdot R + L \cdot \frac{dI}{dt} = E - e_0 \cdot \cos \omega t$$

$$i = \frac{E}{r} + i_0$$

$$I + i = -C \frac{dE}{dt}$$

woraus folgt:

Digitized by Google

$$\frac{d^2E}{dt^2} + \left(\frac{R}{L} + \frac{1}{C\cdot\bar{r}}\right)\frac{dE}{dt} + \frac{1}{LC}\left(1 + \frac{R}{\bar{r}}\right)E + \frac{i_0}{LC}(R+L) = \\ = \frac{e_0}{LC}\cdot\cos\omega\cdot t$$

und

$$E = -\frac{i_0(R+L)}{1+\frac{R}{\bar{r}}} + A\cdot\varepsilon^{-\frac{1}{2}\left(\frac{R}{L}+\frac{1}{C\bar{r}}\right)\cdot t} \cdot\cos\left\{\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L} - \frac{1}{2C\bar{r}}\right)^2}\cdot t - \alpha\right\} \\ + \frac{e_0\cdot\cos(\omega\cdot t - \theta)}{\sqrt{\left(1+\frac{R}{\bar{r}} - LC\omega^2\right)^2 + \omega^2\left(R\cdot C + \frac{L}{\bar{r}}\right)^2}} \qquad (4)$$

wenn

$$\frac{1}{L\cdot C} > \left(\frac{R}{2L} - \frac{1}{2C\bar{r}}\right)^2$$

oder

$$E = -\frac{i_0(R+L)}{1+\frac{R}{\bar{r}}} + A\cdot\varepsilon^{\left[-\left(\frac{R}{2L}+\frac{1}{2C\bar{r}}\right)^2 + \sqrt{\left(\frac{R}{2L}-\frac{1}{2C\bar{r}}\right)^2 - \frac{1}{LC}}\right]\cdot t} \\ + B\cdot\varepsilon^{\left[-\left(\frac{R}{2L}+\frac{1}{2C\bar{r}}\right)^2 - \sqrt{\left(\frac{R}{2L}-\frac{1}{2C\bar{r}}\right)^2 - \frac{1}{CL}}\right]\cdot t} \\ + \frac{e_0\cdot\cos(\omega\cdot t - \theta)}{\sqrt{\left(1+\frac{R}{\bar{r}} - LC\omega^2\right)^2 + \omega^2\left(RC + \frac{L}{\bar{r}}\right)^2}} \qquad (5)$$

wenn

$$\frac{1}{LC} < \left(\frac{R}{2L} - \frac{1}{2C\bar{r}}\right)^2$$

worin A, B, α und θ Konstanten mit der üblichen Bedeutung sind.

In beiden Fällen ist unter der Voraussetzung, daß $R < r$ ist, die Amplitude der erzwungenen Schwingungen

$$\frac{e_0}{\sqrt{\left(1+\frac{R}{r} - L\cdot C\cdot\omega^2\right)^2 + \omega^2\left(R\cdot C + \frac{L}{r}\right)^2}}$$

Digitized by Google

und kann beliebig groß gemacht werden, da r negativ ist, indem

$$\left.\begin{aligned} R \cdot r &= \frac{L}{C} \\ \text{und} \\ \frac{R}{r} &= 1 - L \cdot C \cdot \omega^2 \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

gemacht wird.

Die erste dieser Bedingungen ist gleichbedeutend mit einer Dämpfung gleich Null. Die zweite Bedingung zeigt, daß für das Maximum der Empfindlichkeit die Frequenz ω gleich sein muß dem Ausdruck

$$\sqrt{\frac{1}{L \cdot C}\left(1 + \frac{R}{r}\right)}$$

der die Eigenfrequenz des Systems darstellt, wenn die Dämpfung Null ist. Man erkennt, daß die Empfindlichkeit des Systems die gleiche ist, wenn der Dämpfungsfaktor $\frac{R}{L} + \frac{1}{C r}$ positiv oder negativ ist. Ist er positiv, so klingt die Eigenschwingung des Systems bald ab und es bleiben nur die durch die Gleichungen (4) und (5) dargestellten Eigenschwingungen übrig. Ist er dagegen negativ, so wird das System Schwingungen seiner Eigenfrequenz

$$\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{L \cdot C} - \left(\frac{R}{2L} - \frac{1}{2Cr}\right)^2}$$

erzeugen, die wenig von ω abweichen und die sich zu den Schwingungen von der Frequenz ω, die durch die Gleichung (5) gegeben sind, addieren, und diese beiden werden Schwebungen (Heterodyne-Interferenzschwingungen) erzeugen. Die Anwendung dieser Schwebungen auf den drahtlosen Empfang werden weiter unten besprochen werden.

7. Die Einwirkung eines magnetischen Feldes.

Eine durchgreifende Veränderung der charakteristischen Eigenschaften der Anordnung wird dadurch bewirkt, indem das gemäß Fig. 2 zylindrisch ausgestaltete Dynatron in ein magnetisches Feld gebracht wird, welches parallel zu der Achse des Zylinders verläuft. Die von der Glühkathode ausgehenden Elektronen, die bei Abwesenheit eines solchen magnetischen Feldes sich in nahezu geradlinigen Bahnen nach der Anode zu bewegen und frei durch deren Löcher hindurchtreten (Fig. 13a), werden durch das magnetische Feld gezwungen, sich in

Digitized by Google

Spiralen zu bewegen und sie treffen dann die Anode mehr oder weniger tangential (Fig. 13 b), derart, daß ein viel größerer Teil von ihnen durch die Anode aufgehalten wird. Der Erfolg ist, daß die Zahl der Elektronen, die die Platte erreichen, sehr stark vermindert wird. Dieser

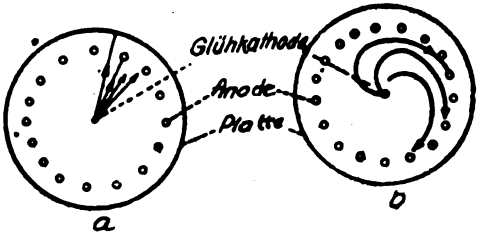


Fig. 13a. Fig. 13b.

Wirkung überlagert sich eine zweite Wirkung, die darin besteht, daß das magnetische Feld auf die Sekundärelektronen, die die Platte verlassen wollen, eine hemmende Wirkung ausübt, wodurch ein Wechsel von negativer zu positiver Widerstandscharakteristik entsteht.

Diese Wirkung ist in Fig. 14 dargestellt, woselbst jede Kurve die Beziehungen zwischen Strom und Spannung des Dynatrons in einem

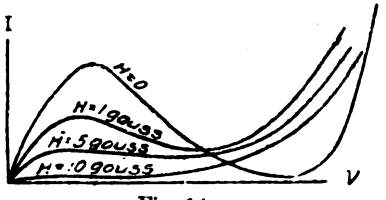


Fig. 14.

bestimmten Felde darstellt. Man ersieht, daß mit wachsendem Felde die Kurven niedriger und flacher werden und bald ihre negative Neigung gänzlich verlieren. Es ist auf diese Weise möglich, durch Verändern des magnetischen Feldes das Verhalten des Dynatrons zu beeinflussen. Diese Art der Beeinflussung ist insbesondere anwendbar auf die drahtlose Telephonie, wie weiter unten erläutert werden soll.

(Fortsetzung folgt im 2. Heft.)

Digitized by Google

Mitteilungen aus der Praxis.

Funkentelegraphie im Flugzeuge.

Von E. Niemann, Oberleutnant und Kommandeur der F.-T.-Versuchs-Abteilung der Inspektion des Flugzeugwesens.

I. Einleitung.

Die ersten Flugzeugstationen.

Die Einführung der Funkentelegraphie im Flugzeuge war mit weit größeren Schwierigkeiten verbunden, als mit ihrer Nutzbarmachung für Zwecke der Armee, Marine und für das Weltfunkennetz. Die Hindernisse lagen nicht nur auf rein technischem Gebiet, sondern es galt auch erhebliche persönliche Schwierigkeiten zu überwinden: In Fliegerkreisen stand man der Anwendung der F.-T. sehr skeptisch gegenüber, man versprach sich keine Vorteile, sondern sah nur Nachteile. Das Gewicht der F.-T.-Apparatur wurde als lästiger Ballast betrachtet, die Hochspannung könnte den Benzintank und Benzinleitungen, Antenne und Gegengewichtanlagen konnten die Stabilisierung und Lenkbarkeit des Flugzeuges gefährden.

Wenn auch in den ersten Jahren der Flugtechnik die geringe Tragfähigkeit der Maschinen ein F.-T.-Bordgerät nicht zuließ, so ist doch die verhältnismäßig spät einsetzende Entwicklung der Flugzeug-F.-T. in der Hauptsache der Kurzsichtigkeit und Antipathie der Flieger selbst zuzuschreiben. Die großen Fortschritte auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie und die Erfolge und Erfahrungen mit den ersten F.-T.-Stationen für Freiballons und Lenkluftschiffe ermöglichte es, daß die Telefunken-Gesellschaft bereits im Laufe des Jahres 1912 als erste deutsche Firma eine Flugzeugstation in zwei verschiedenen Ausführungen konstruierte. Sie sollten in erster Linie für militärischen Zweck im Aufklärungsdienst Verwendung finden. Beide Stationen waren lediglich Sendestationen: Eine kleinere Type von etwa 25 km Reichweite mit Batteriebetrieb, eine größere Station von ca. 100 km Reichweite mit Wechselstrommaschine.

Die Hauptkonstruktionsteile der kleineren Type waren folgende: Die Antenne war auf eine Trommel aufgewickelt, die in unmittelbarer Nähe des Beobachters am Flugzeug untergebracht war. Von dieser Haspel führte der Antennendraht aus Phosphorbronze in einem Kupferrohr längs eines Trägers des Fahrgestelles zu einem Punkte, bei dem

Digitized by Google

einerseits keine Gefahr vorhanden war, daß der abgewickelte Draht in den Propeller geraten, und andererseits beim Landen nicht mit Erdboden in Berührung kommen konnte. Das Ende des Drahtes war mit einer Bleikugel, dem sogenannten Antennenei, beschwert. Das obere Ende der Antenne war metallisch mit der Haspel verbunden. Durch eine Stöpselschnur war letztere an den Sender geschaltet. Als Gegengewicht dienten sämtliche Metallteile des Flugzeuges: Die Spanndrähte, das Fahrgestell, der Motor, die Kühler usw. Der Sender selbst (ausschließlich der Batterie) war in einem Holzkasten eingebaut und arbeitete nach dem System des tönenden Löschfunkens. Die Regelung der Kopplung zwischen Antenne und Primärkreis, sowie die Verlängerung der Selbstinduktion der Antennenverlängerungsspule erfolgte durch zwei auf dem Senderkasten befindliche Handgriffe. Eine Heliumröhre als Wellenindikator diente zur Einstellung der Resonanz zwischen Primär- und Sekundärkreis.

Ursprünglich war auf der Grundplatte des Senders auch gleichzeitig ein Empfänger vorgesehen, aber mit den damaligen technischen Mitteln ließ sich ohne Lautverstärker und ohne gegen mechanische Erschütterungen unempfindlichen Detektor noch kein Empfang im Flugzeug durchführen.

Das größere Modell war gleichfalls ein tönender Löschfunkensender und für drei verschiedene feste Wellen eingerichtet, die jeweilig wahlweise eingestellt werden konnten. Antenne, Antennenhaspel und Gegengewicht waren die gleichen wie beim Batterie-Sender. Die zum Betrieb erforderliche Energie wurde von einer 500-periodischen Wechselstrommaschine geliefert, die vom Flugzeugmotor mittels biegsamer Welle angetrieben wurde. Im Getriebe war gleichzeitig eine Kupplung vorgesehen, welche gestattete, die Dynamomaschine nach Belieben ein- und auszuschalten. Das Gesamtgewicht dieser Anlage betrug etwa 45 kg.

Die Einführung dieser Stationen scheiterte an der Kurzsichtigkeit der damaligen Piloten. Es blieb lediglich bei der Herstellung einzelner Musterexemplare und wenigen praktischen Versuchsflügen. Gründlichen Wandel in diesen Verhältnissen hat erst der Krieg geschaffen. Die gewaltigen Vorteile der Übermittlung der Artilleriebeobachtung und Gefechtsaufklärung mittels Funkentelegraphie anstelle der Leuchtpistole und Meldeabwurftasche wirkten bahnbrechend. Die Inspektion des Flugzeugwesens richtete auf Flugplatz Döberitz eine Versuchs-Abteilung ein mit der Aufgabe, gemeinsam mit der einschlägigen Industrie und Wissenschaftlern das F.-T.-Gerät zu entwickeln. Auf dem ausge-

Digitized by Google

dehnten Versuchsgelände entstanden alsbald mit reichen Hilfsmitteln ausgestattete Laboratorien, etwa 40 Flugzeuge aller Typen dienten den Versuchsflügen und eine große Schar Wissenschaftler, Ingenieure und Flieger führten die Versuche praktisch durch. Besonders verdient gemacht um die Entwicklung der Flieger-F.-T. haben sich Oblt. d. Res. Professor Baldus, Oberingenieur Dr. Rottgardt, Oblt. d. Res. Dr. Buchwald, Ltn. d. Res. Dr. Hase. Ltn. d. Res. Professor Kalähne, Ltn. d. Res. Dipl.-Ing. v Sybel, Ltn. d. Res. Dr. Droysen und Ltn. d. Res. Dr. Meißner, desgleichen von der Telefunken-Gesellschaft die Herren Oberingenieur Dr. Meißner, Dr. Alberti und Ingenieur Beetz. Gleichzeitig leitete die Industrie, insonderheit die Telefunken-Gesellschaft großzügige Versuche ein. Diese Arbeiten führten bereits im Frühjahr 1915 zu einer allgemeinen Ausrüstung aller Flugzeuge mit F.-T.

II. Allgemeine Konstruktionsprinzipien für Flieger-Bordgerät.

Geringes Gewicht, geringer Raumbedarf, Einfachheit der Bedienung.

Die Eigenart des Flugzeuges bei dem jedes kg-Gewicht durch eine entsprechende Motorleistung gehoben werden muß, verlangt, daß der Flugzeugrumpf mit seinen gesamten Ausrüstungsgegenständen so leicht wie möglich gebaut wird. Aus diesen Gründen darf die F.-T.-Apparatur für bestimmte Flugzeugtypen eine bestimmte Gewichtsgrenze nicht übersteigen und muß in jedem Falle so leicht wie möglich gehalten werden. Diese maximalen Gewichtsgrenzen sind augenblicklich etwa folgende:

für Riesen-Flugzeuge 75 kg,
für Groß-Flugzeuge (zweimotorig) 55 kg,
für C-Flugzeuge (einmotoriger Doppelsitzer) 45 kg,
für Einsitzer- und Sportflugzeuge 30 kg.
für Kampf-Einsitzer 20 kg.

Aus diesen Zahlen erhellt, daß infolge der ziemlich niedrigen Gewichtsgrenzen die Senderleistung trotz der günstigen elektrischen Verhältnisse im Flugzeug eine beschränkte ist. Es muß deshalb einerseits angestrebt werden, die Tragfähigkeit des Flugzeuges zu erhöhen, andererseits beim Bau des F.-T.-Gerätes an jedem Gramm zu sparen.

Das gleiche gilt für den Raumbedarf. Das F.-T.-Gerät darf den Flugzeugrumpf nicht vergrößern. Die Ausmaße des F.-T.-Bordgerätes haben sich deshalb in der technisch erreichbar kleinsten Grenze zu halten.

Digitized by Google

Die Funkentelegraphie ist im Flugzeug nicht Hauptzweck, sondern nur Mittel zum Zweck. Während des Fluges muß der Pilot seine Aufmerksamkeit auf tausenderlei verschiedene Dinge richten, die das Fliegen an sich mit sich bringt. Deshalb ist es erklärlich, daß das F.-T.-Gerät in seiner Bedienung so einfach wie möglich gehalten werden muß, damit es im Flugzeug bedient werden kann. Das einfachste Gerät, etwa so wie der heutige Fernsprecher, würde ein Idealgerät sein. Es sollen nur diejenigen Bedienungsgriffe vorhanden sein, die bei einem bestimmten Flugzeugtyp für einen bestimmten Zweck notwendig sind. Es muß streng unterschieden werden zwischen solchen Bedienungsgriffen, die während des Fluges und solchen Bedienungsgriffen, die vor dem Fluge betätigt werden. Die ersteren handhabt lediglich der Pilot, also ein Laie, die letzteren bedient der Fachmann auf dem Flughafen. Erstere müssen während des Fluges leicht erreichbar, die letzteren völlig verdeckt sein.

Die F.-T.-Station für ein Luftverkehrs-Flugzeug, das ständig seine bestimmten Linien fliegt und nur mit einer Welle verkehrt, braucht für den Piloten lediglich einen Schalter für Sende-Empfangsbetrieb und einen zweiten zum Ausschalten der gesamten Apparatur zu besitzen.

2. Betriebssicherheit.

Das Bestreben, einfaches Gerät zu bauen, darf nicht dahin führen, daß die Betriebssicherheit leidet. Die Erkenntnis, daß für den Flieger die F. T. gleichzeitig die Sprache, das Gehör und der Orientierungssinn ist, führt dazu, vom F.-T.-Gerät die technisch größtmöglichste Betriebssicherheit zu verlangen.

3. Organischer Zusammenbau.

Geringes Gewicht, geringer Umfang und Betriebssicherheit im Flugzeug können nur dann erreicht werden, wenn der Einbau des F.-T.-Gerätes bereits beim ersten Konstruktionsentwurf eines Flugzeuges berücksichtigt wird. Erfahrungsgemäß ist es grundfalsch, ein Flugzeug vom Stapel zu lassen und nachträglich die F.-T.-Station einzubauen. Im Flugzeug selbst arbeiten viele elektrische Instrumente: Die Kreiselanlagen, die Beleuchtungsanlagen, die Magnetinduktoren der Motore, und schließlich die drahtlose Station. Alle Leitungen und Geräte induzieren aufeinander. Grundsätzlich falsch ist deshalb ein nachträglicher Einbau von F.-T.-Gerät in ein fertiges Flugzeug.

Der Begriff des organischen Zusammenbaues ist in der Entwicklungsgeschichte der Flieger-F.-T. während des Krieges leider nicht

Digitized by Google

völlig durchgeführt worden. Das Hauptaugenmerk des Flugzeugkonstrukteurs und F.-T.-Ingenieurs muß künftig sein, Flugzeug- und Bordstationen organisch zusammenzubauen.

4. Organischer Zusammenbau von Sender, Empfänger und Lautverstärker.

Aus Gründen besserer Transportabilität und leichter Auswechselbarkeit der einzelnen Konstruktionsteile, sowie aus Gründen der Betriebssicherheit sind bei Land- und Marinestationen Sender, Empfänger und Lautverstärker durchweg getrennt angeordnet. Diese Bauart läßt sich bei Flugzeugstationen nicht durchführen, es würde dem Prinzip, möglichst geringes Gewicht und Umfang zu erreichen, widersprechen. Eine Flugzeugstation bildet daher stets ein in einem einzigen Kasten untergebrachtes, geschlossenes Ganze.

5. Die elektrische Zentrale im Flugzeug.

Im allgemeinen wird zu folgenden Zwecken elektrischer Strom an Bord benötigt:

Gleichstrom für Beleuchtungszwecke für
- Positionslampen,
- Scheinwerfer und
- Instrumentenbeleuchtung.

Gleichstrom und Wechselstrom für Heizzwecke, und zwar für
- Heizung der Kabinen,
- Heizung der Besatzungen,
- Heizung von Steuerorganen und
- Heizung für Teile des Motors.

Dreiphasenstrom für Kreiselanlagen, und zwar für den
- Lagenweiser,
- Stabilisatoren und
- Kreiselkompaß.

500-periodiger Wechselstrom oder Gleichstrom von 500—750 Volt Spannung zum Betrieb des drahtlosen Senders.

Gleichstromspannung in den Grenzen von 35—100 Volt zum Betrieb der Anoden-Batterien von Lautverstärkern.

Gleichstromspannung von 6—12 Volt für Heizspannung von Kathodenröhren.

Gleichstrom oder Wechselstrom für den Maschinentelegraphen.

Digitized by Google

Gleichstrom für Flugzeugbordtelephon oder Flugzeugverständigungsgerät.

Würde man für jeden dieser Zwecke eine besondere Stromquelle einbauen, so würde das notwendige Minimum an Gewicht und Umfang nicht erreicht werden. Deshalb ist es erforderlich, Generatoren zu bauen, die möglichst auf derselben Achse eine Gleichstrommaschine, eine 500-periodige Wechselstrommaschine und eventuell einen 333-periodigen Drehstromgenerator tragen, derartig, daß die verschiedenen Stromarten gleichzeitig getrennt abgenommen werden können.

6. Die Notwendigkeit des Baues von Spezialtypen.

Es ist erklärlich, daß die oben aufgeführten Forderungen nur dann erfüllt werden können, wenn sich die Technik entschließt, für bestimmte Flugzeugtypen mit bestimmten militärischen, wirtschaftlichen oder sportlichen Aufgaben Spezialgeräte zu bauen.

Vom Standpunkte der Fabrikation ist der Bau von Spezialgeräten nachteilig. Große Serien derselben Ausführung lassen sich billiger und schneller herstellen, als eine geringe Anzahl verschiedener Typen.

Dieser Nachteil muß jedoch von der F.-T.-Industrie mit in Kauf genommen werden, wenn sie der Fliegerei wirklich leistungsfähiges Gerät schaffen will Die Erfahrung der letzten vier Jahre hat gezeigt, daß bei dem augenblicklichen Stand der Technik mit einem Einheitsgerät Höchstleistungen, wie sie der Flieger braucht, nicht erzielt werden können, und aus diesem Grunde sind in jedem Falle Spezialtypen anzustreben.

III. Antenne und Gegengewicht im Flugzeuge.

1. Die verschiedenen Arten, deren Vorteile und Nachteile.

Als Gegengewicht wird im allgemeinen das Flugzeug mit seinen gesamten Metallmassen, wie Motor, Kühler, Spanndrähte, Benzintank usw. benutzt. Alle Metallteile müssen metallisch miteinander verbunden werden. Die Wirkung des Gegengewichts wird erheblich dadurch verbessert, daß ein besonderer Draht in die äußersten Enden der Tragdecks und des Rumpfes verlegt wird.

Es kommen drei verschiedene Antennenformen in Frage:

die herabhängende,
die halbstarre und
die feste Flugzeugantenne.

Digitized by Google

Die herabhängende und halbstarre Antenne hat mechanisch den Nachteil, daß sie infolge ihres Luftwiderstandes die flugtechnischen Eigenschaften der Maschine einschränkt. Für tiefliegende Flugzeuge, für Sport-Einsitzer und Jagd-Einsitzer ist diese Antennenform deshalb nicht zu verwenden. Die feste Flugzeugantenne vermeidet diese Schwierigkeiten, jedoch besitzt sie ein weit geringeres Strahlungsvermögen.

Herabhängende und halbstarre Antennen finden im allgemeinen Verwendung für tönende Löschfunkenstationen, feste Antennen können nur für ungedämpfte Wellen verwendet werden, infolge der guten Energieausnutzung dieses Systems.

2. Die herabhängende Flugzeugantenne.

a) Die mechanischen Eigenschaften.

Sie besteht im wesentlichen aus der Antennenhaspel, der eigentlichen Antenne, dem Antennenschacht bzw. dem Antennenleitrohr, sowie dem Antennengewicht. Die Antennenhaspel kann automatisch oder mittels Handgriff betrieben werden. Alle automatischen Antriebsarten haben sich jedoch in der Praxis wenig bewährt, sie sind zu groß in Gewicht und ihre Betriebssicherheit ist gering. Bewährt haben sich Antennenhaspeln mit Handbetrieb. Die Haspel ist isoliert gebaut, so daß die Antenne ganz oder teilweise herabgelassen werden kann. Die Antenne selbst besteht aus Bronze oder Kupferlitzendraht von 2 mm Querschnitt.

Die bisher gebräuchlichste Flugzeugantenne aus Kupferlitze besitzt bei Einsitzern eine Länge von 20 m, bei C-Flugzeugen von 35 m, bei Großflugzeugen von 65 m, bei Riesen-Flugzeugen von 100 m.

Auch bei ruhigstem Fluge ist die Antenne in fortwährender Bewegung, hauptsächlich im äußersten Viertel. Das Antennenei bewegt sich bald in Form einer Acht, elliptisch, bald anderweitig, kurz, es macht fortwährend Bewegungen nach vorwärts und rückwärts, verbunden mit seitlichen Ausschlägen. Die Gesamtantenne hat außerdem infolge des Propellerwirbels eine Abweichung nach rechts um etwa 3°. Figur 1 zeigt eine 35 m-Antenne im Rumpler C-I-Flugzeug von ungefähr 100 km Geschwindigkeit. Die Lage der Antenne in der Luft wurde durch photographische Aufnahmen von einem zweiten Flugzeuge aus mittels besonders gebauter Kamera genau nach allen drei Dimensionen bestimmt. Man erkennt, daß der Abgangswinkel der Antenne bei der O-Linie 20° beträgt, die Antenne nach ungefähr 18 m gradlinigen Verlaufes sich nach abwärts krümmt, zuerst schwach, gegen das Ende zu stärker. Das Ende der Antenne bildet mit der Wagerechten einen

Digitized by Google

Winkel von ungefähr 70°, ist also noch nicht senkrecht. Das Ei der Antenne liegt etwa 17 m unter der Null-Linie.

Figur 2 zeigt dieselbe Antenne mit zwei und vier Eiern belastet. Man erkennt, daß mit zunehmender Belastung die Krümmung früher beginnt und die Antenne steiler herabhängt. Der Abgangswinkel beträgt jetzt 24 und 26°. Der Abstand der Eier von der Null-Linie ist 19 und 20 m. Entsprechend dem größeren Abstande verbessert sich die Strahlungsfähigkeit der Antenne.

Der Einfluß der Geschwindigkeit auf die Antennenform erhellt Figur 3. Die Antenne ist hier nach der Horizontale orientiert. Die

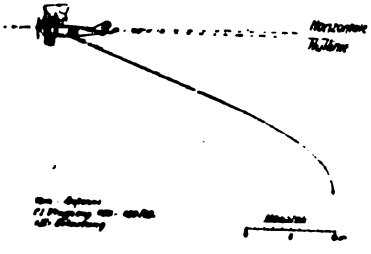


Fig. 1.

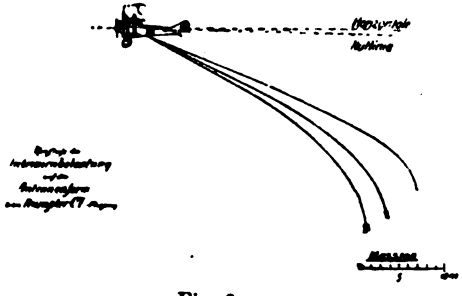


Fig. 2.

drei Flugzeuge haben verschiedene Geschwindigkeiten: Die Taube etwa 90 km pro Stunde, die Rumpler C. I-Maschine etwa 140 km pro Stunde, die Albatros C. VII etwa 160 km pro Stunde. Aus dem Vergleich

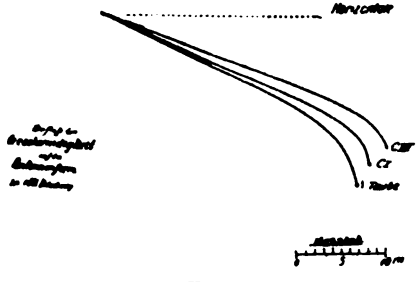


Fig. 3.

der Figur 2 und 3 ergibt sich, daß die Erhöhung der Flugzeuggeschwindigkeit den Abgangswinkel nur unwesentlich beeinflußt und damit die elektrischen Eigenschaften der Antenne nennenswert nicht verschlechtert. Selbst bei vier Eiern Belastung ist der Abgangswinkel

Digitized by Google

nur um 6° größer. Hier steht der Nachteil des größeren Gewichts in keinem Verhältnis zur Verbesserung der Strahlungsfähigkeit der Antenne.

Eine normale 35 m-Antenne wiegt 230 g, ein Ei 515 g, der Durchmesser der Antenne beträgt 1,3 mm. Sie übt auf das Flugzeug einen wagerechten Zug von 0,63 kg bei 1 Ei Belastung, von 1,13 kg bei 2 Eiern Belastung aus. Daraus folgt als Arbeitsleistung in horizontaler Richtung, die das Mitführen der Antenne erfordert, 24,5 mkg/sek. oder ungefähr $^1/_3$ PS.

Belastet man die Antenne mit 2 Eiern, dann ergibt sich eine entsprechende Arbeitsleistung von ungefähr 44 mkg/sek., d. h. $^2/_3$ PS und eine senkrechte Belastung des Flugzeuges von ungefähr 0,5 kg.

b) Die elektrische Grössenordnung von Antennen verschiedener Länge.

Die Größenordnung einer normalen 35 m-Antenne in einem Rumpler C-I-Flugzeug sind etwa folgende:

Widerstand bei 200 m Wellenlänge	— 14,9 Ohm
„ „ 300 m „	— 16,9 „
die wirksame Kapazität C	— 140 cm
die Eigenwelle	— 160 m.

Es wurde ermittelt die Größe einer 75 m-Antenne in Großflugzeugen:

die Eigenwelle	— 300 m
die wirksame Kapazität C	— 300 cm
der Widerstand bei Welle 500	— 18 Ohm.

Es wurde ermittelt für die 150 m-Antenne im Riesen-Flugzeug:

die Eigenwelle	— 530 m
die wirksame Kapazität C im Mittel zu	440 cm.

Infolge der Lage der herabhängenden Antenne im Raum und zum Flugzeug besitzt sie eine erhebliche Richtwirkung. Um ihre Größe festzustellen, kreuzte ein sendendes Flugzeug bei konstanter Flughöhe in den verschiedensten Richtungen über demselben Geländepunkt, während gleichzeitig in der Bodenstation die Empfangsenergie bei den verschiedensten Stellungen des Flugzeuges gemessen wurde, und zwar direkt in Watt. Gleichzeitig wurde die Sendeenergie des Flugzeuges beobachtet, und war dadurch die Möglichkeit gegeben, den Nutzeffekt der drahtlosen Übertragung zu bestimmen.

Aus diesen Messungen folgt, daß einer Sendeenergie von 135 Watt bei 10 km Entfernung und 1600 m Flughöhe eine Empfangsenergie von höchstens 9×10^{-6} Watt entspricht, d. h. weniger als der zehnmillionste Teil der Sendeenergie geht in den Empfänger ein.

Digitized by Google

Die beobachtete Erscheinung der Richtwirkung ist bei 10 km sehr ausgesprochen. Sie verschwindet bereits bei etwa 30 km. Mit zunehmender Flughöhe und zunehmender Welle wächst sie.

Figur 4 zeigt die gemessenen Werte der Versuche graphisch aufgetragen. Die Kurve ist ohne Rücksicht auf Symmetrie auf die gemessenen Punkte hindurchgelegt. Die Abszisse gibt dem Winkel zwischen Flugzeugachse und Sehstrahl zur Bodenstation an, die Ordinaten geben die reduzierten gemessenen Intensitäten. Aus der Kurve ist ersichtlich, daß das Maximum bei 180° liegt, d. h. bei Flug in Richtung auf die Empfangsstation, das Minimum bei 0° bzw. 360°, d. h. bei Wegfliegen von der Empfangsstation. Dabei verhält sich

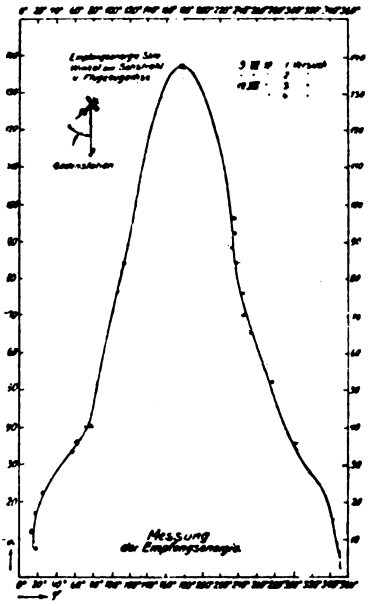


Fig. 4.

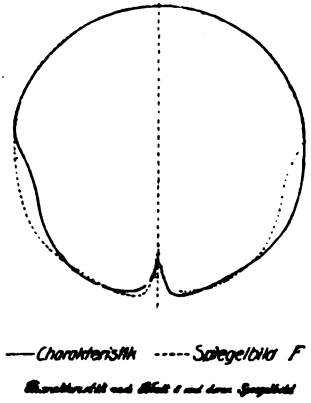


Fig. 5.

die Energie beim Hinflug zu der beim Wegflug wie 54 : 1.

Um die Verhältnisse anschaulicher vor Augen zu führen, ist in Figur 5 eine andere Darstellungsweise gewählt. Denke man sich anstelle des kleinen Kreises F das Flugzeug mit der Achse in Richtung des Pfeiles und im Abstand von 10 km um das Flugzeug im Kreise gleicher Empfangsstationen aufgebaut, dann gibt der Abstand der Kurvenpunkte von F die jeweilige Empfangsenergie der in dieser Richtung aufgestellten Empfangsstationen. Diese Kurve ist nicht ganz symmetrisch zur Flugzeugachse, sonst müßte sie sich mit der punktierten Kurve, ihrem Spiegelbild an der Flugzeugachse, decken. Diese kleine Abweichung liegt innerhalb der Meßfehler.

Digitized by Google

Für die Richtwirkung der herabhängenden Flugzeugantenne ergibt sich also:

1. Das Maximum der Strahlung und damit der Empfangslautstärke der Bodenstation liegt nach vorn.

2. Nach rechts und links sinkt die Strahlung auf $^2/_5$ dieses Wertes.

3. Nach rückwärts zu nimmt die Strahlung außerordentlich rasch ab. Halbrechts oder halblinks rückwärts beträgt sie noch $^1/_5$.

4. Die Strahlung verschwindet fast ganz in der Rückwärtsverlängerung der Flugzeugachse und in einem Winkel von 20° rechts und links von ihr.

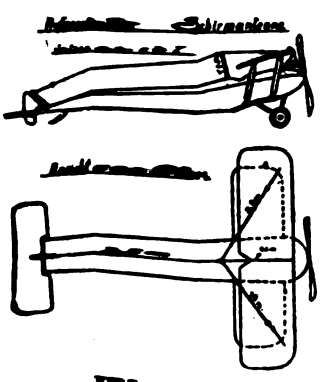


Fig. 6.

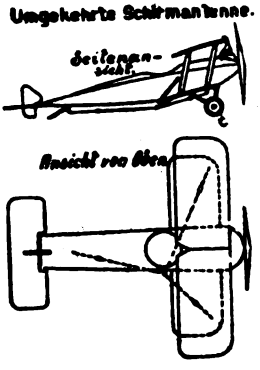


Fig. 7.

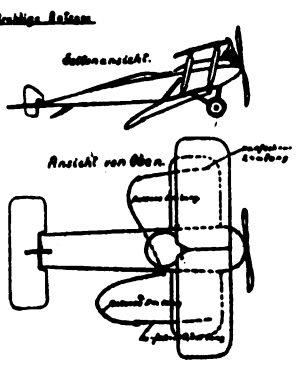


Fig. 8.

3. Die halbstarre und feste Flugzeugantenne.

a) Verschiedene Formen.

Halbstarre und feste Antennen haben erst durch das System der ungedämpften Wellen mittels Röhrensender ihre volle Bedeutung erhalten. Soweit es die notwendigen Reichweiten irgend zulassen, werden feste Antennen verwendet.

Figur 6 gibt in Seitenansicht und Rückansicht eine aufgesetzte Schirmantenne im Sports-Einsitzer wieder. Hinter dem Führersitz ist eine 1,40 m hohe, im Querschnitt tropfenförmige Holzstrebe errichtet, von der vier Kupferlitzendrähte zu den äußeren Vorderecken des Tragdecks und zur Verstrebung des Seitensteuers und zum vorderen Tragdeckrand über dem Motor abgehen. Die Enden der Drähte sind an aufgesetzten Porzellanisolatoren befestigt. Figur 7 gibt eine Ansicht einer umgekehrten Schirmantenne im Einsitzer-Sports-Flugzeug

Digitized by Google

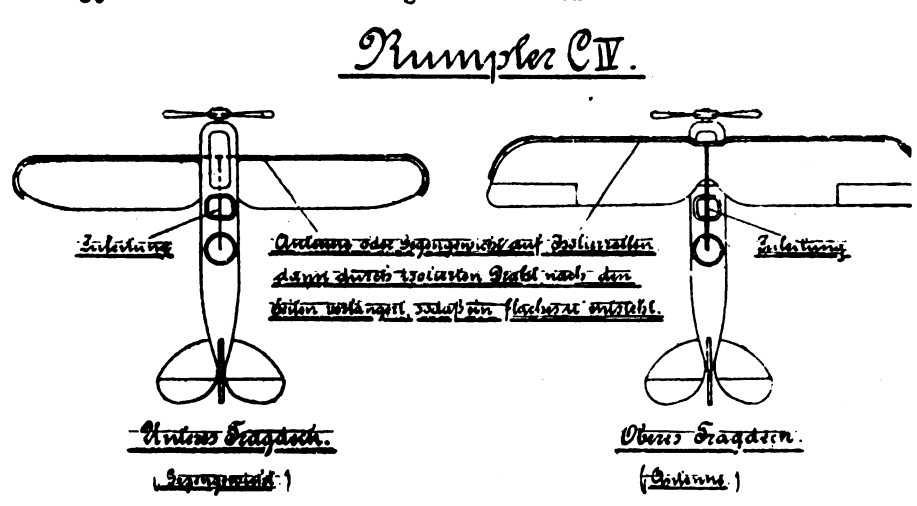
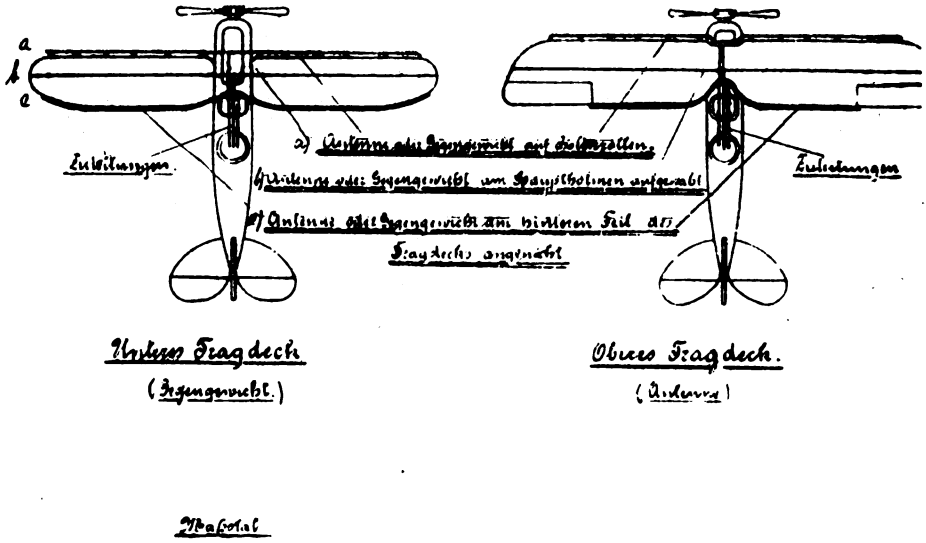


Fig. 9.



Digitized by Google

Rumpler CIV

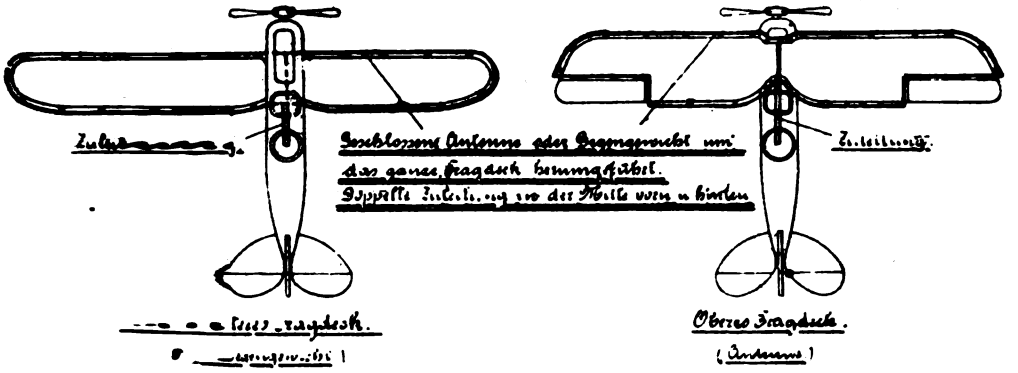


Fig. 11.

D. F. W. K 132

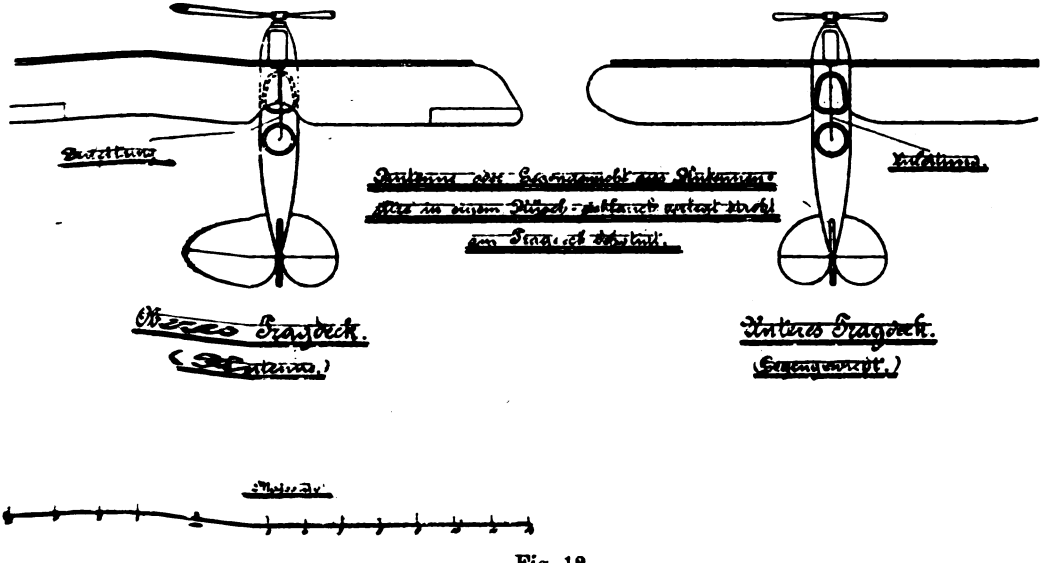
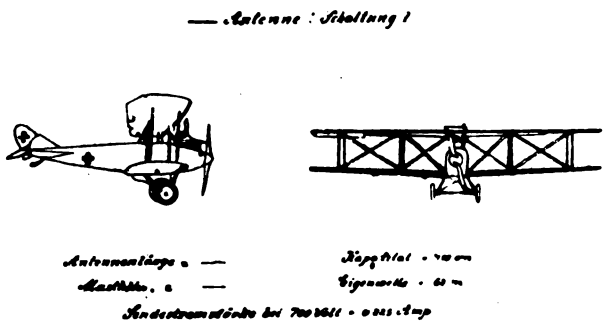


Fig 12.

Digitized by Google

wieder. Eine zweistrahlige halbstarre Antenne gibt Figur 8 wieder. Sie verläuft von den vorderen äußeren Ecken des unteren Tragdecks. Die Zuführung erfolgt vom Flugzeugrumpf aus zur Mitte der Antenne. Es kann beliebig viel Draht verwendet werden, nur darf die Länge im Fluge ein Herabhängen, tiefer als das Fahrgestell, nicht zur Folge haben.



Nr. d. Messung	1	2	3	4	5
φ	87	280°	300°	161°	160°
Rel. Empfangsenergie	0,1	0,7	0,8	0,0	0,5

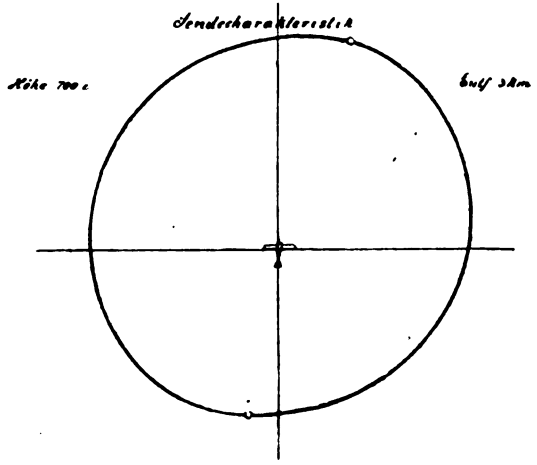
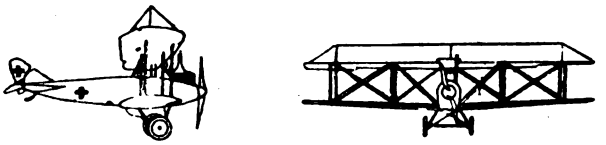


Fig. 18.

Digitized by Google

Figur 9 bis 12 veranschaulichen verschiedene Ausführungsformen von festen Antennen, die praktisch auf mechanische und elektrische Wirkung hin untersucht wurden. Der Antennendraht wurde entweder an Porzellanrollen am Vorderholm, Hauptholm oder Hinterkante des Tragdecks verlegt, oder er wurde organisch dem Tragdeck fest eingebaut. In diesem Falle sind die Litzen mittels Gummischlauch isoliert

— Antenne Schaltung II



Antennenlänge = — Kapazität = 35 cm
Masthöhe = 30 cm Eigenwelle = 60 m
Sendestromstärke bei 700 Volt = 0,19 Amp

Nr. der Messung	1	2	3	4
λ m	209	92	330	174
Sek. Schwingungszahl	2,3	10,4	2,9	7,5

Sendecharakteristik

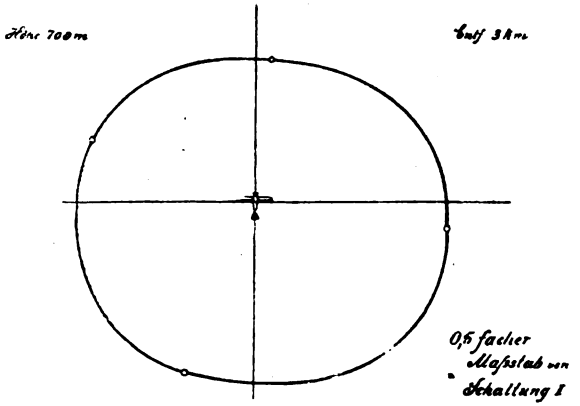
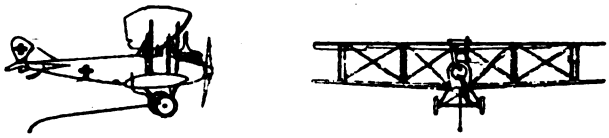


Fig. 14

Digitized by Google

— Antenne: Schaltung II



Antennenlänge = 7,5 m Kapazität = 0,0 cm
Mastlänge = — Eigenwelle = 31 m
Sendestromstärke bei 700 Volt = 0,119 Amp

Antennenschaltung	I	II	III	IV	—
φ_0	242	65°	344	17°	—
Relative Empfangsstärken	19	17	15	20	—

Sendecharakteristik

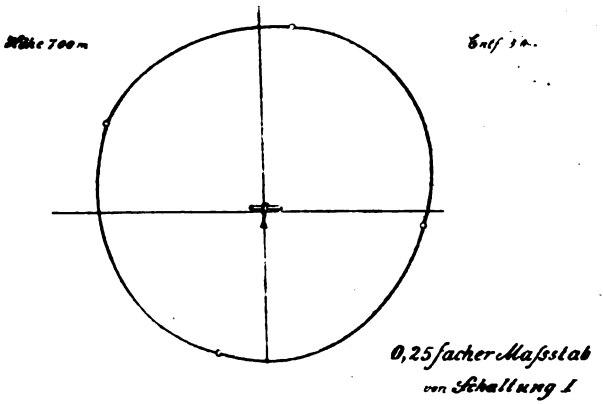


Fig. 15.

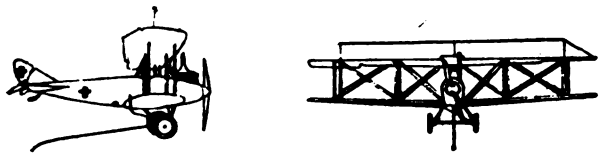
Als Gegengewicht dient entweder das Flugzeug oder besonders verlegte Gegengewichte. Die Zahlenwerte der gemessenen Kapazität sind nebenstehend eingetragen.

b) Energiemessungen und Richtwirkungsuntersuchungen für feste und halbfeste Antennen.

In folgendem sind die Strahlungsverhältnisse einiger Antennenformen quantitativ festgelegt. Bei den Untersuchungen wurde im

Digitized by Google

— Antenne: Schaltung II



Antennenlänge - 7,5 m Kapazität - 75 cm
Maschine - 90 cm Eigenwelle - 28 m
Sendestromstärke b. 700 Volt - 0,105 Amp

Nr d Messung	1	2	3	4
f-	265°	77°	349°	169°
Rel Empfangsenergie	15,5	6	13	20

Sendecharakteristik

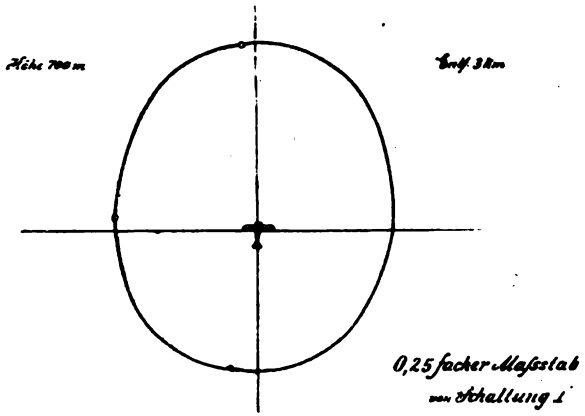


Fig. 16.

Flugzeug eine ungedämpfte Sendertype Telefunken U. S. E. I mit Hochspannungsgenerator Type Telefunken A. R. S. 50 verwandt (700 Volt Spannung). Die Sendestromstärke lag zwischen 6,1 und 0,25 Ampere, entsprechend der Kapazität der Antenne. Das Flugzeug kreuzte in 700 m Höhe in 3 km Entfernung von der Empfangsstation unter verschiedenen Azimuthen über demselben Geländepunkt. Die Messungen an der Empfangsstation wurden mittels Lautverstärker und beobachtetem Saiten-Galvanometerausschlag durchgeführt.

Digitized by Google

Es wurden folgende Antennenformen untersucht:

Figur 13 (Schaltung 1) je ein isoliert verlegter Litzendraht an der Stirnseite der oberen und unteren Tragdecks.

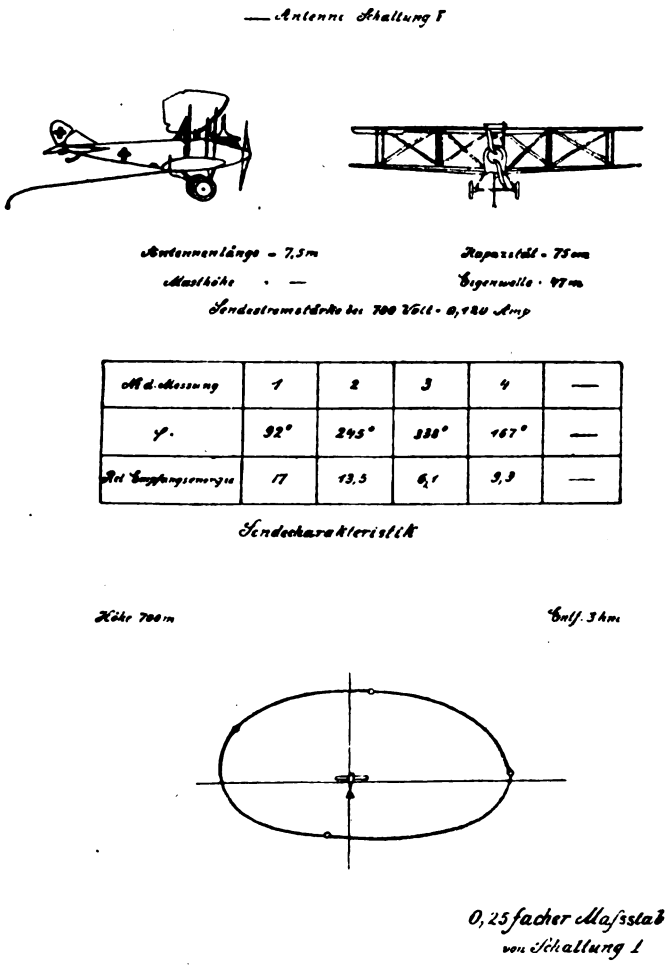


Fig. 17.

Figur 14 (Schaltung 2) einfacher horizontaler Draht an drei kleinen Holzmasten von 80 cm Höhe auf dem oberen Tragdeck, unteres Tragdeck wie Schaltung 1.

Digitized by Google

Figur 15 (Schaltung 3) im oberen Tragdeck fest verlegte Litze wie Schaltung 1, dazu kurze freihängende Antenne von 7,5 m Gesamt-

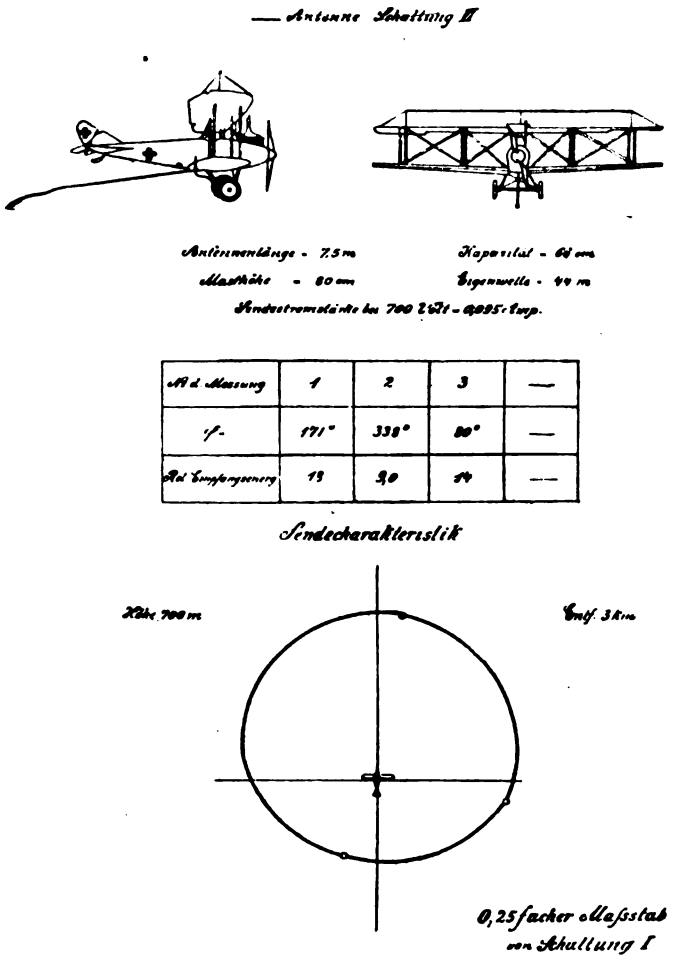
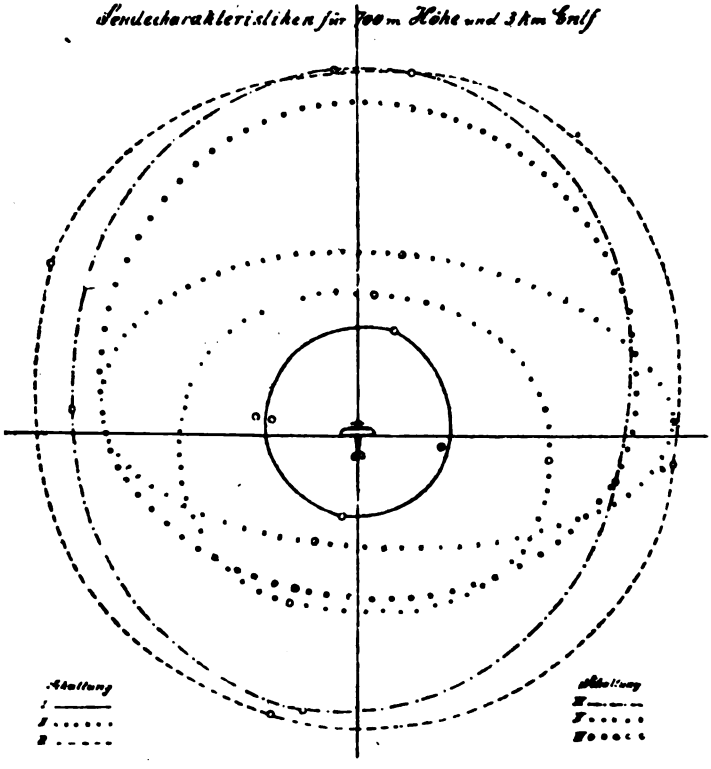


Fig. 18.

länge. Der Mündungstrichter des Antennenschachtes ist jedoch bis ins Fahrgestell geführt.

Figur 16 (Schaltung 4) auf dem oberen Tragdeckmast Antenne wie bei Schaltung 2 mit frei herabhängender Antenne wie Schaltung 3

Digitized by Google



Schaltung	Antennenstrom in A	Antennenform
I	0,225	Oberes Tragdeck gegen unteres (zu einem Deck)
II	0,170	Mast gegen unteres Tragdeck
III	0,117	Oberes Tragdeck gegen 7,5 Meter Fahrgastantenne
IV	0,108	Mast gegen 7,5 Meter Fahrgastantenne
V	0,130	Oberes Tragdeck gegen 7,5 Meter Normalhängeantenne
VI	0,095	Mast gegen 7,5 Meter Normalhängeantenne

Fig. 19.

Figur 17 (Schaltung 5) dieselbe Schaltung wie unter 3, Mündungstrichter jedoch in normaler Weise an der Unterseite des Rumpfes.

Figur 18 (Schaltung 6) dieselbe Schaltung wie unter 5, Mündungstrichter an der unteren Seite des Rumpfes.

Figur 19. Darstellung sämtlicher Sendecharakteristiken im gleichen

Digitized by Google

Maßstabe und zeigt die Energie und Richtungsverhältnisse der verschiedenen Antennenformen bei Verwendung der gleichen Sender-Anordnung.

Sendecharakteristiken der festen und halbfesten Antennen auf gleiche Sendestromstärke bezogen (Strahlungsvermögen)

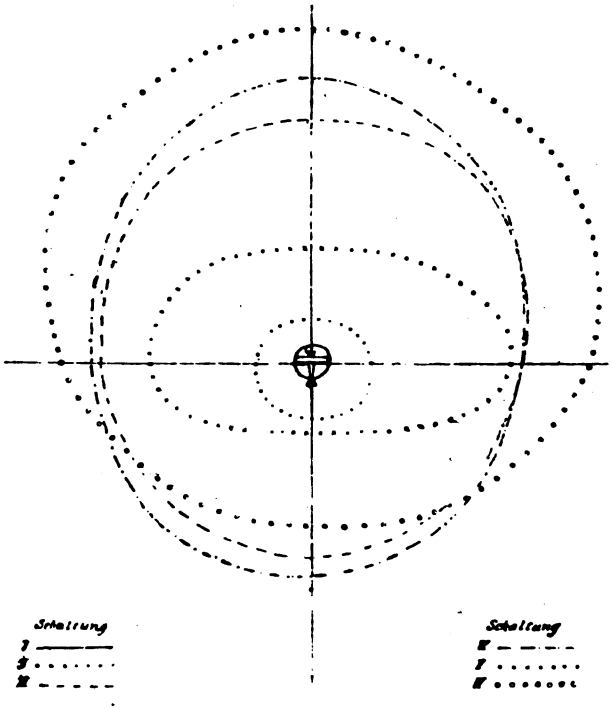


Fig. 20.

Figur 20 zeigt die Werte der Empfangsenergien auf die gleiche Sendestromstärke bezogen und gibt damit ein Maß für die Strahlungsfähigkeit.

(Fortsetzung folgt im 2. Heft.)

Digitized by Google

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Funkenstrecken.

Die Aktiengesellschaft Mix & Genest, Telephon- und Telegraphen-Werke in Berlin-Schöneberg hat sich durch D. R. P. 296 955 die in den Figuren 1, 2 und 3 dargestellte Funkenstrecke für Sender drahtloser Nachrichtenübermittlung schützen lassen. Bei

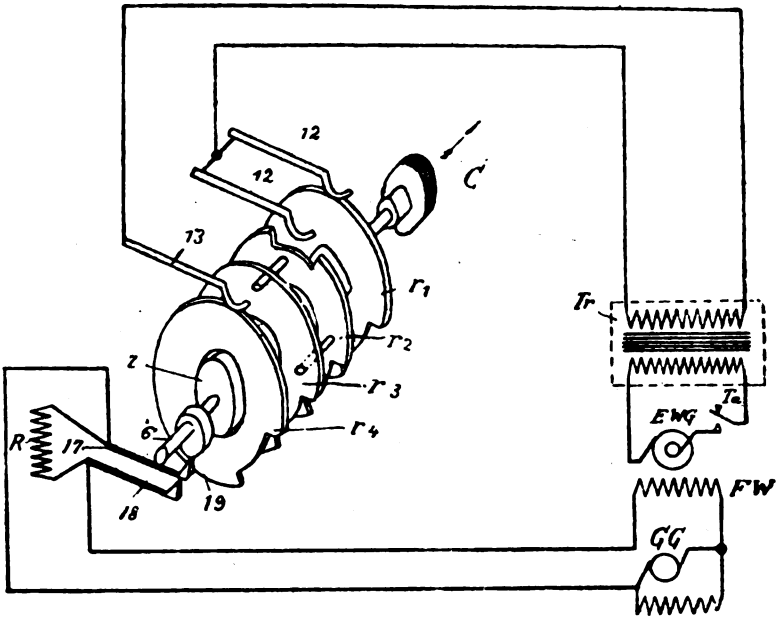


Fig. 1.

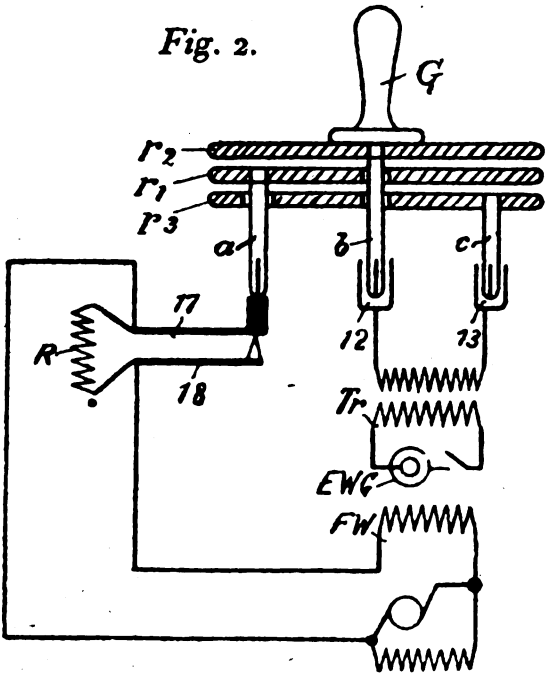
dieser wird die Veränderung der primären Energie nicht wie bei den bisherigen Funkenstrecken dadurch erreicht, daß mehr oder weniger Funkenstrecken in den Stoßkreis entweder durch Stöpselschalter oder durch besondere, außerhalb der Funkenstrecken angebrachte Schaltorgane ein- und ausgeschaltet werden, was die Verwendung beweglicher Verbindungsleitungen oder beweglicher Schaltorgane, Schaltmesser oder dergleichen mit den durch sie bedingten Unzuträglichkeiten bedingt, die Änderung der Stoßkreisenergie erfolgt hier vielmehr durch Lage-

Digitized by Google

veränderung der Funkenstrecke selbst gegenüber festen Kontaktsätzen. Die Elektroden sind nach Art von drehbaren Schaltmessern oder Schaltringen, ähnlich wie bei den Walzenschaltern, ausgebildet, und es sind Vorkehrungen getroffen, welche bei einer bestimmten Lage der Funkenstrecke deren Herausnehmen ohne weiteres gestatten.

Fig. 1 zeigt eine solche Funkenstrecke, bei der beispielweise vier scheibenartige Elektroden r_1 bis r_4 mit zugehörigen Innenelek-

Fig. 2.

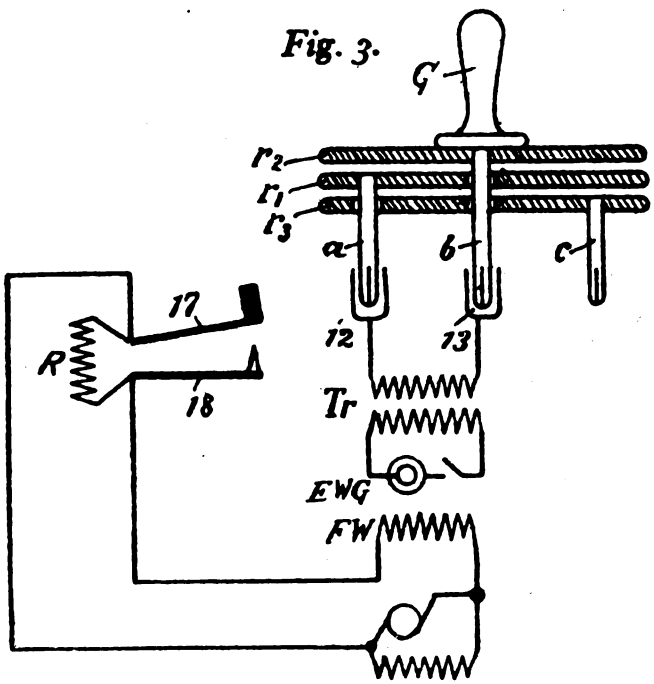


troden z auf einer gemeinsamen Achse 6 angebracht sind. Diese kann durch einen Handgriff G verdreht werden, und zwar wird dadurch bewirkt, daß Kontaktfedern 12, 13, die auf dem Umfang der Elektrodenscheiben schleifen, in gewissen Stellungen der Elektroden über Aussparungen zu liegen kommen, so daß sie mit den Scheiben nicht mehr in Berührung sind. Infolgedessen sind bald mehr, bald weniger Funkenstrecken in den Stoßkreis eingeschaltet. Der Stoßkreis selbst ist in der Abbildung nicht gezeichnet worden, vielmehr sind nur die Zuleitungen zu einem primären Transformatorkreis Tr und dessen

Digitized by Google

Verbindung über eine Taste *Ta* mit einer primären Stromquelle *E W G* dargestellt worden.

Eine durchlaufende Reihe von Aussparungen in den Elektroden bietet ein Mittel, um die Kontaktfedern 12, 13 sämtlich außer Berührung mit den Elektroden zu bringen. In dieser Stellung besteht demnach kein Hindernis, die gesamte Anordnung in Richtung des Pfeiles aus den festen Tragteilen herauszuziehen. Diese Maßnahme ist von höchster



Wichtigkeit bei der Instandhaltung von Stationen, da nur bei vollständigem Herausnehmen der Funkenstrecke aus der eigentlichen Station eine genaue Revision sowie kleine Nacharbeiten ohne Gefährdung der Bedienungsperson vorgenommen werden können. Ferner kann bei dieser Anordnung eine schadhaft gewordene Funkenstrecke ohne weiteres durch Reserveteile ersetzt werden.

In vielen Fällen wird zur Aufrechterhaltung einer guten Maschinenresonanz bei der Energieänderung des Stoßkreises eine Änderung der Maschinenerregung notwendig. Die Funkenstrecke ist zu diesem Zwecke

Digitized by Google

beispielsweise mit einer Nockenscheibe 19 ausgerüstet, die die Ein- oder Ausschaltung eines Widerstandes R mit Hilfe von Schaltfedern 17, 18 bei Verdrehung des Handrades G bewirkt und dadurch die Spannung der primären Stromquelle $E\,W\,G$ beispielsweise durch Änderung der Energie der von einer Gleichstrommaschine $G\,G$ gespeisten Feldwicklung $F\,W$ hervorruft. Selbstverständlich ist diese Maßnahme nicht auf Verwendung eines einzigen Widerstandes oder eines einzigen Schaltsatzes beschränkt, sondern es können beliebig viele Schaltstufen oder auch eine allmähliche Veränderung des Widerstandes in an sich bekannter Weise vorgenommen werden.

Figur 2 und 3 zeigen eine Funkenstrecke, bei welcher die Energiezuführung über Steckkontakte a, b, c zu den Elektroden r_1, r_2, r_3 stattfindet und bei der die ganze Funkenstrecke mit Hilfe eines Griffes G aus den Steckbüchsen 12, 13 entfernt werden kann. Dadurch wird nicht nur die Auswechslung der Funkenstrecke ermöglicht, sondern es kann auch in einfacher Weise die Energie geändert werden, indem man nämlich einmal die Kontakte b und c in die Steckerhülsen 12 und 13 steckt, während das andere Mal die Kontakte a und b in die Steckerhülsen 12 und 13 eingeführt werden. Im ersten Falle geschieht die Stromzuführung durch die Steckerhülse b zu der Elektrode r_2. Von dieser Elektrode aus findet nach r_1 und von dort aus nach r_3 ein Funkenübergang statt. Es sind mithin bei dieser Schaltung zwei Funkenstrecken oder drei Elektroden eingeschaltet. In der in Figur 3 dargestellten Lage geht der Strom von der Steckerhülse 12 über den Stecker a zur Elektrode r_1. Von hier aus findet zur Elektrode r_2 ein Funkenübergang statt und der Strom fließt über den Stecker b und Steckerhülse 13 zur Stromquelle zurück.

In diesem Fall ist also nur eine Funkenstrecke eingeschaltet und mithin die primäre Energie des Stoßkreises auf annähernd den halben Betrag gegenüber dem ersteren Falle vermindert. Eine Schalteinrichtung 17, 18 dient zur Ein- oder Ausschaltung eines Widerstandes R, um gleichzeitig mit der Energieänderung eine Änderung der primären Spannung in der bereits erläuterten Weise vorzunehmen.

In Fig. 2 wird durch den Strecker a das Schaltorgan 17, 18 geschlossen, so daß in diesem Fall ein Widerstand R kurzgeschlossen ist, während in dem in Fig. 3 erläuterten Falle der Kontakt 17, 18 geöffnet ist und mithin der Schaltwiderstand R entsprechend der Verminderung der Anzahl der Funkenstrecken der Erregung des Primärgenerators vorgeschaltet ist.

Das D. R. P. 303693 der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in

Digitized by Google

Berlin betrifft eine Funkenstrecke. Bei gebräuchlichen Funkenstrecken sind Stützkörper erforderlich, welche verhindern, daß die durch Druck zusammengepreßten Elektroden bei Erschütterungen der Funkenstrecke herunterfallen. Diese Stützkörper wurden bisher aus Metall gemacht und bewirken daher einen kapazitiven Nebenschluß zur Funkenstrecke. Die Erfindung besteht nun darin, diese Stützkörper so auszubilden, daß sie ihre stützende Wirkung ausüben, ohne zugleich den erwähnten Nachteil zu zeigen. Zu diesem Zwecke werden die Stützkörper aus isolierendem Material hergestellt, und zwar beispielsweise aus Glimmerstützen, welche an eine ringförmige Scheibe angenietet sind, die zwischen den Elektroden liegt und ihnen den Halt gibt. Es hat sich gezeigt, daß hierdurch die Wirksamkeit der Funkenstrecke erheblich vergrößert wird, da der Fortfall des kapazitiven Nebenanschlusses sowohl die Überschlagspannung der Funkenstrecke erhöht, als auch die Regelmäßigkeit des Einsetzens der Funken begünstigt.

Die Aktiengesellschaft Mix & Genest, Telephon- und Telegraphen-Werke in Berlin-Schöneberg hat sich ferner durch D. R. P. 304 019 eine Serienfunkenstrecke für drahtlose Nachrichtenübermittlung schützen lassen, von der in Fig. 4 und 5 zwei Ausführungsbeispiele veranschaulicht sind.

Bei den bisher bekannten Serienfunkenstrecken für drahtlose Nachrichtenübermittlung wurden die Elektrodenplatten oder -ringe zwischen drei Stangen gelegt und durch seitlich angeordnete Kühlrippen in ihrer Lage gehalten. Bei anderen Ausführungen waren die Elektrodenplatten mit Löchern versehen, durch welche Stangen zum Halten der Platten geschoben wurden. Diese Befestigungsarten machen das Zusamensetzen einer Serienfunkenstrecke umständlich und lassen vor allen Dingen ein einfaches Auswechseln einzelner Elektroden nicht zu. Außerdem erschweren sie den Luftzutritt zum Abkühlen der Platten oder Ringe.

Diese Nachteile beseitigt die Erfindung dadurch, daß die Elektrodenringe mit klauenartigen Ansätzen versehen sind, welche in entsprechend ausgebildete Stützen eingreifen. Der Abstand dieser Stützen vom Mittelpunkt der Elektrodenringe ist größer als deren Radius, so daß der Luftzutritt in keiner Weise gehindert ist und darum besondere Kühlrippen überflüssig sind. Um die Elektrodenringe leicht auswechseln zu können, sind die Lagerungsbolzen zum Teil fest, zum Teil beweglich angeordnet, so daß die Elektroden aus der Anordnung herausgeschwenkt werden können.

Zur Erläuterung des Erfindungsgedankens sind auf der Zeichnung

Digitized by Google

zwei Ausführungsbeispiele veranschaulicht. Fig. 4 zeigt eine Elektrodenaufhängung, bei der die Elektrodenringe an Punkten gestützt werden, deren Abstand vom Mittelpunkt des Funkenringes größer ist als der Radius des letzteren. Fig. 5 zeigt eine ähnliche Ausführungsform, die jedoch gegen die Ausführung nach Fig. 4 den weiteren Vorteil hat, daß die Elektroden einzeln auswechselbar angeordnet sind.

In Fig. 4 setzt sich die Funkenstrecke aus mehreren ringförmigen Elektroden *a* zusammen, die an ihrem Umfange mit klauenartigen An-

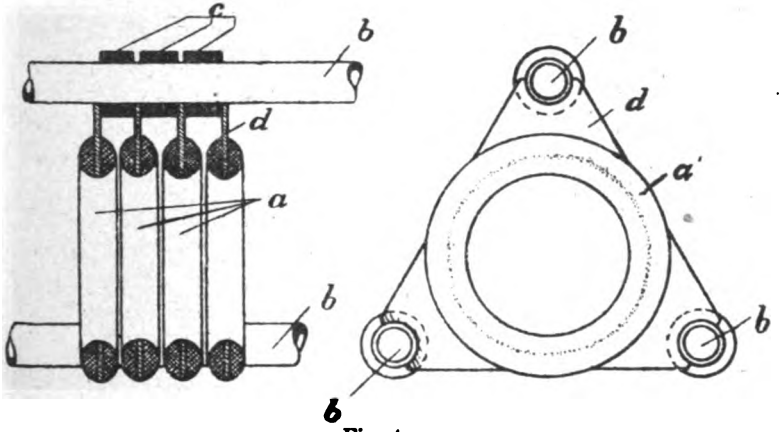


Fig. 4.

sätzen *d* versehen sind. Die Ansätze *d* stützen sich gegen isolierte Bolzen *b* und tragen zu dem Zwecke an ihrem Ende entsprechend geformte Aussparungen. Der Abstand der einzelnen Elektroden gegeneinander wird durch isolierende Zwischenlagen, zweckmäßig auf dem Bolzen *b* sitzende Ringe *c*, gesichert.

Fig. 5 zeigt eine Funkenstreckenausführung, bei der die Stützbolzen b_2 und b_3 fest angeordnet sind, während der Bolzen b_1 beweglich ist. Er läßt sich zu diesem Zwecke in Richtung des einfachen Pfeiles verschieben. Ist der Bolzen b_1 entfernt, beispielsweise in die gestrichelt gezeichnete Lage gebracht worden, so können die Elektroden um die Achse b_2 in Richtung des Doppelpfeiles aus der Funkenstreckenanordnung herausgeschwenkt und vollständig entfernt werden. Anstatt den Bolzen b_1 nach aufwärts zu bewegen, kann dieser auch mit Hilfe eines gelenkartig befestigten Hebels o. dgl. seitlich verschoben werden. Die Form der klauenartigen Ansätze sowohl, als auch die Gestaltung der Elektroden ist für den Erfindungsgedanken unwesentlich.

Digitized by Google

Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde und die C. Lorenz Aktien-Gesellschaft in Berlin haben sich durch D. R. P. 304485 eine Löschfunkenstrecke schützen lassen, die aus einer Anzahl Serienfunkenstrecken besteht, bei welchen ein Teil durch Selbstinduktion überbrückt ist und aus offenen und überbrückten Funkenstrecken Gruppen gebildet sind In der genannten Patentschrift wird davon ausgegangen daß es bekannt

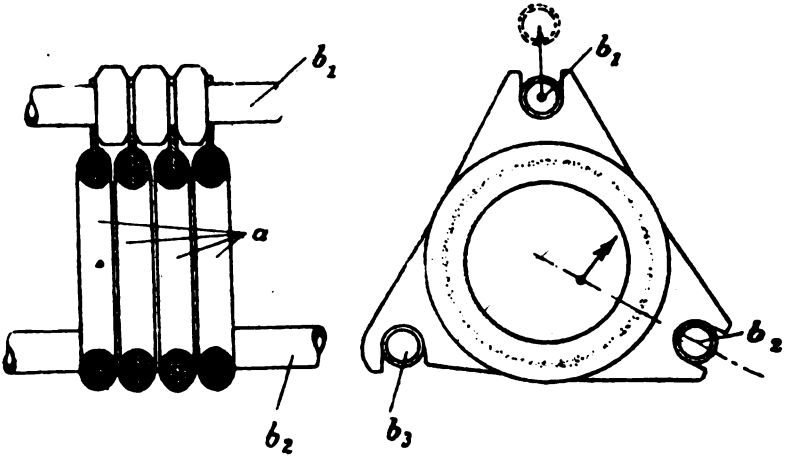


Fig. 5.

ist, daß man durch Überbrückung eines Teiles einer Serienfunkenstrecke mit einer Spule erreichen kann, daß die gesamte Funkenstrecke schon bei einer kleineren Spannung durchschlagen wird und den Schwingungskreis schließt, als der Summe aller Einzelfunkenstrecken entsprechen würde. Man wendet diese Schaltung an, um eine erhöhte Löschwirkung zu erzielen.

Eine derartige Anordnung hat jedoch den Nachteil, daß man, um die günstigste Wirkung zu erzielen, bei jeder Änderung der Funkenstreckenzahl auch die Zahl der zu überbrückenden Funkenstrecken ändern mußte, oder wenn diese aus einer einstellbaren Funkenstrecke bestand, gezwungen war, deren Einstellung zu ändern.

Dieser Nachteil läßt sich dadurch vermeiden, daß man die gesamte Serienfunkenstrecke aus Gruppen zusammensetzt, wobei jede Gruppe aus offenen und überbrückten Funkenstrecken im günstigsten Verhältnis zusammengebaut ist. Es können alle Gruppen dasselbe Verhältnis

Digitized by Google

haben oder dieses kann auch mit der einzuschaltenden Funkenzahl ab- oder zunehmen.

Soll die Energie geändert werden, so braucht nur ein einziger Anschluß bewegt zu werden. Trotzdem bleibt immer das günstigste Verhältnis zwischen offenen und überbrückten Funkenstrecken bestehen.

Die Überbrückung der Funkenstrecke in Gruppen wirkt gleichzeitig elektrisch günstig, da bei entsprechender Bemessung der Parallelspulen die Spannung genau den Funkenstrecken entsprechend verteilt

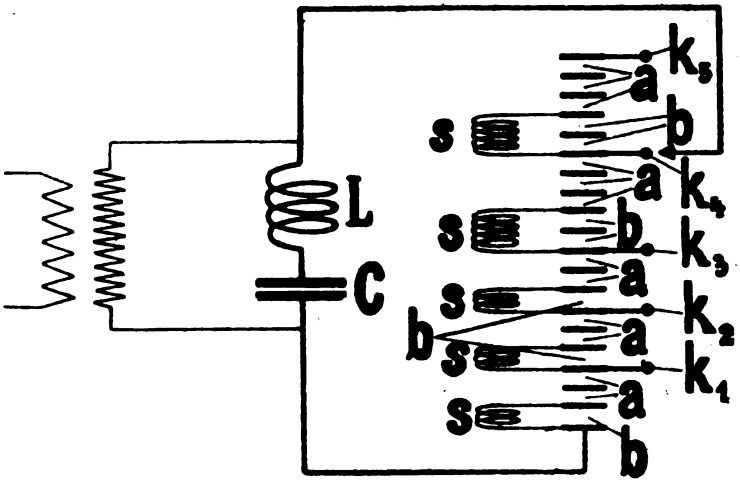


Fig. 6.

wird und dadurch die Funkenstrecke regelmäßiger einsetzt, als wenn eine Unterteilung nicht stattgefunden hätte.

In Fig. 6 stellt *CL* die Kapazität und Selbstinduktion eines Schwingungskreises dar, welcher durch die Funkenstrecken *a* und *b* geschlossen wird. Die Funkenstrecken *b* sind dabei durch die Spulen *s* überbrückt. Je nach der gewünschten Energie ist der entsprechende Kontakt *k* anzuschließen.

Das D. R. P. 306 573 der Dr. Erich F Huth G. m. b. H. in Berlin betrifft eine Funkenstrecke, bei der es ermöglicht ist, ohne Beeinträchtigung der bequemen Herausnehmbarkeit der Elektrodenplatten eine beliebige Anzahl von Funkenstrecken durch Kurzschluß in oder außer Betrieb zu setzen und zwar mittels eines auf einem parallel zur Achse der Funkenstrecke verlaufenden und mit der Anfangselektrode

Digitized by Google

leitend verbundenen Stabe aus stromleitendem Material angeordneten Schiebers unter gleichzeitiger Ausgestaltung der Stützkörper der Funken-

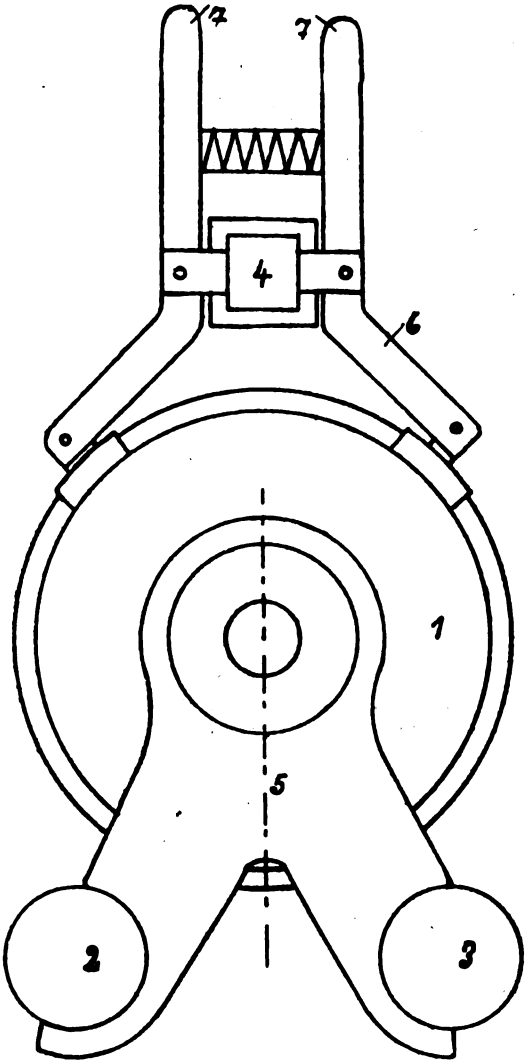


Fig. 7.

strecke derart, daß sie die Schieberbewegung nicht hindern. Fig. 7 zeigt diese Anordnung in einem Ausführungsbeispiel, wobei die Funken-

Digitized by Google

strecke im Querschnitt gezeichnet ist. Man sieht in der Achsrichtung die sich aufeinander projizierenden Elektrodenplatten 1, die in bekannter Weise durch Glimmerringe getrennt sind und die eigentliche Funkenstrecke bilden; ferner die Stäbe 2, 3 und 4, welche das Gestell bilden; ferner den Stützkörper 5, dessen besondere Ausbildung die Anwendung eines Kurzschlußschiebers 6 ermöglicht.

Bei den bisherigen Konstruktionen von Funkenstrecken greifen diese Stützkörper um alle drei Tragstäbe herum, so daß die Anwendung eines Schiebers nicht möglich war, da derselbe in seiner Verschiebung durch die Stützkörper gehindert wurde. Bei der neuartigen Konstruktion der Funkenstrecke umgreifen jedoch die Stützkörper nur die unteren Stäbe 2 und 3, wobei sie ferner so ausgestaltet sind, daß sie zwecks Herausnahme der Elektroden aus der Funkenstrecke bzw. nach der Herausnahme einiger Elektroden durch Schwenkung um die strichpunktiert gezeichnete Achse selbst herausgenommen werden können. Sie umgreifen zu diesem Zwecke die Stäbe 2 und 3, welche, wie bisher, isoliert sein können, nur zur Hälfte. Auf dem Stab 4, welcher metallisch und mit der Anfangselektrode dauernd verbunden ist, gleitet der verschiebbare Kurzschließer 6, welcher durch Druck auf die Schenkel 7 von der Funkenstrecke gelöst und auf der Schiene 4 verschoben werden kann, um ihn an einer anderen Stelle wieder aufsetzen zu können. Hierdurch wird eine veränderliche Zahl von Funkenstrecken in und außer Betrieb gesetzt.

Dieselbe Firma hat sich eine andere Funkenstrecke durch D. R. P. 306 543 schützen lassen und zwar bezieht sich dieses Patent insbesondere auf die Halterung der Elektrodenplatten.

Gemäß der Erfindung wird die zwischen je zwei zusammengehörigen Elektrodenplatten anzuordnende Glimmerscheibe dazu benutzt, um die anliegenden Elektrodenplatten gegenseitig zu haltern und zu zentrieren. Es wird auf diese Weise sowohl der Zusammenbau der Elektrodenplatten der Funkenstrecke vereinfacht, als auch ein sicherer Schutz gegen das Durchsenken der Platten an der fertiggestellten Funkenstrecke erzielt.

Bei den sonst gebräuchlichen Funkenstrecken erfolgt nämlich der Zusammenbau der Elektrodenplatten und Glimmerscheiben mittels eines besonderen Aufreihstabes, der die Herstellung umständlich macht. Außerdem besteht die Gefahr, daß die Herausnahme des Aufreihstabes vergessen wird und dann beim Betrieb der Funkenstrecke ein Zusammenschmoren der einzelnen Teile über dem Aufreihstab stattfindet. Auch weisen die üblichen Funkenstrecken, bei denen die Elektrodenplatten

Digitized by Google

und Glimmerscheiben durch Druck zusammengehalten sind, den Nachteil auf, daß beim Betriebe leicht ein Durchsenken, insbesondere der in der Mitte der Funkenstrecke gelegenen Elektrodenplatten, auftreten kann. Alle diese Übelstände werden vermieden, wenn in der Art der Erfindung die Glimmerscheiben dazu benutzt werden, die Elektrodenplatten gegeneinander abzustützen.

Die Zeichnung zeigt die Neuerung in einem Ausführungsbeispiel, wobei

Fig. 8 einen Querschnitt durch die Elektrodenplatten und die Glimmerscheibe,

Fig. 9 eine Elektrodenplatte in Draufsicht und

Fig. 10 die Glimmerscheibe darstellt.

Zwischen den beiden Elektrodenplatten 1 und 2 (vgl. Fig. 8) ist in üblicher Weise die Glimmerscheibe 3 angeordnet, wobei diese Teile mit entsprechenden zentralen Bohrungen versehen sind. Die Glimmerscheibe 3 (vgl. Fig. 10) weist z. B. vier symmetrisch auf einem Kreis angeordnete Löcher 4 bis 7 auf. Die beiden Elektrodenplatten 1 und 2 tragen an ihrer Innenseite je zwei Stifte 8 bzw. 9, welche um 180° versetzt in der gleichen Entfernung wie die Löcher 4 und 6 bzw. 5 und 7 der Glimmerscheibe 3 angeordnet sind und in diese Löcher passen.

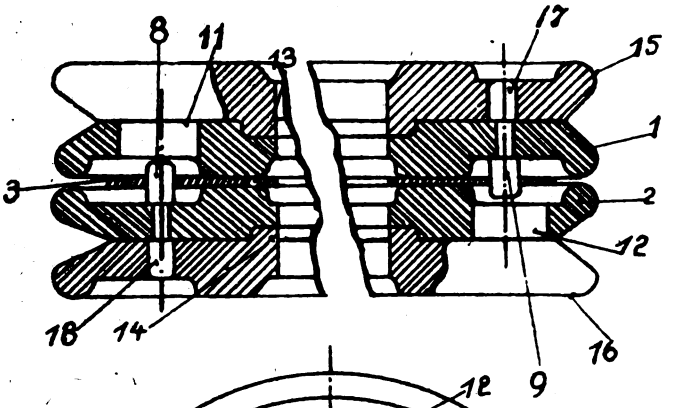
Beim Zusammenbau wird die Elektrode 1 mit ihren beiden Stiften 9 in die Löcher 5 und 7 der Glimmerscheibe eingeführt, während die Stifte 8 der Elektrodenplatte 2 in die Löcher 4 und 6 der Glimmerscheibe 3 gesteckt werden. Infolge der Versetzung der Stiftepaare 8 und 9 und der zugehörigen Lochpaare 4, 6 und 5, 7, welche z. B. 90° betragen kann, werden die Elektrodenplatten unter Vermittlung der Glimmerscheibe zusammengehalten und gegeneinander fixiert. Um eine leitende Berührung der Stifte 8 bzw. 9 mit der gegenüberliegenden Elektrodenplatte zu vermeiden, werden an den Elektrodenplatten (vgl. Fig. 9) zweckmäßig Aussparungen 11 bzw. 12 angebracht, welche gegenüber den Stiften 8 bzw. 9 z. B. um 90° versetzt sind. Der Anschluß des nächsten um eine Glimmerscheibe angeordneten Elektrodenpaares kann dadurch erfolgen, daß die Elektrodenplatten bzw. 2 eine Zentrierung 13 bzw. 14 erhalten, in welche ein entsprechender Vorsprung der benachbarten Elektrodenplatten 15 bzw. 16 greift. Statt dessen kann auch eine rückwärtige Verlängerung 17 bzw. 18 der Stifte 9 bzw. 8 vorgesehen sein, welche in geeignete Bohrungen der Elektrodenplatten 15 bzw. 16 greift und diese so festhält.

Statt zweier Paare von Stiften und Löchern kann natürlich auch

Digitized by Google

eine größere Zahl verwendet werden, die in geeigneter Weise gegeneinander versetzt sind und entsprechend zusammenpassen. Ferner läßt

Fig 8.



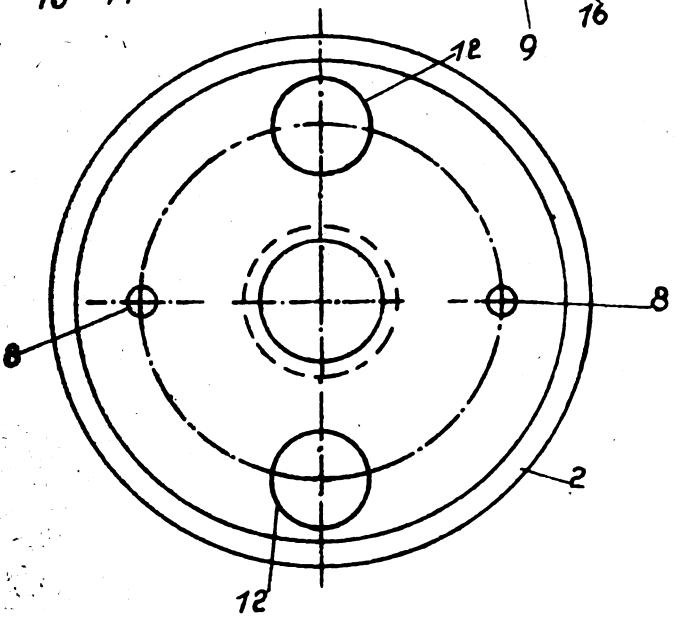


Fig. 9.

es sich auch denken, daß die Stifte nicht an den Elektrodenplatten, sondern an der Glimmerscheibe vorgesehen sind, wobei dann die zugehörigen Löcher an den Elektrodenplatten anzubringen sind.

Digitized by Google

Eine weitere Funkenstrecke der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin betrifft das D. R. P. 306 544; es bezieht sich im besonderen auf die Ausbildung und den Zusammenbau der Elektrodenplatten. Um die Elektrodenplatten zusammenzufügen, wird meist ein sogenannter Aufreihstab verwendet, der nach Zusammensetzung der Elektroden wieder entfernt werden muß, damit nicht beim Betriebe der Funkenstrecke ein Zusammenschmoren der einzelnen Teile über dem Aufreihstab stattfindet. Dies macht die Herstellung der Funkenstrecke verhältnismäßig

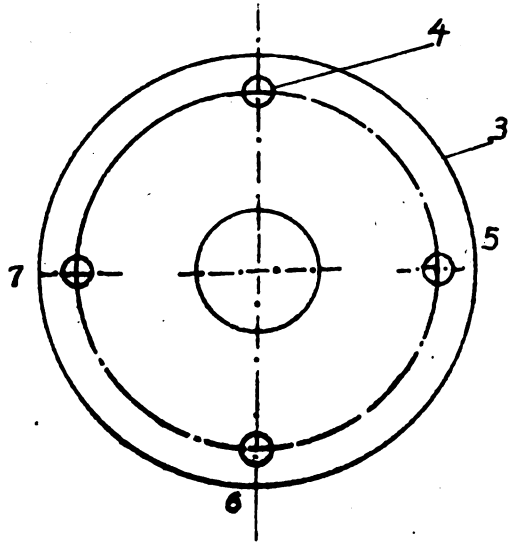


Fig. 10.

umständlich. Auch senken sich die Elektrodenplatten, die nach Entfernung des Aufreihstabes nur durch seitlichen Druck zusammengehalten werden, beim Betriebe leicht durch.

Gemäß der Erfindung wird nun die Verwendung eines Aufreihstabes nicht bloß zum Zusammenbau, sondern auch zum Haltern der Elektrodenplatten dadurch ermöglicht, daß ein Aufreihstab aus isoliertem Material so ausgebildet wird, daß er die Elektrodenplatten nur an einzelnen Punkten abstützt. Die Wirkung eines solchen Aufreihstabes kann dadurch verbessert werden, daß die Elektrodenplatten mit Aussparungen versehen werden, die den Weg für den Übertritt eines Gleitfunkens vergrößern und dadurch die Entstehung solcher Gleitfunken praktisch unmöglich machen.

Digitized by Google

Die Zeichnung zeigt die Neuerung in einem Ausführungsbeispiel, wobei Fig. 11 eine teilweise geschnittene Seitenansicht und Fig. 12 eine Vorderansicht der Funkenstrecke wiedergibt.

Die paarweise zusammengehörigen Elektrodenplatten 1 bzw. 2 sind unter Zwischenlage von Glimmerscheiben 3 auf einen Aufreihstab 4 aufgeschoben. Der Aufreihstab 4 ist, wie insbesondere aus Fig. 12 ersichtlich, so ausgebildet, daß er z. B. nur mit drei Kanten 5, die

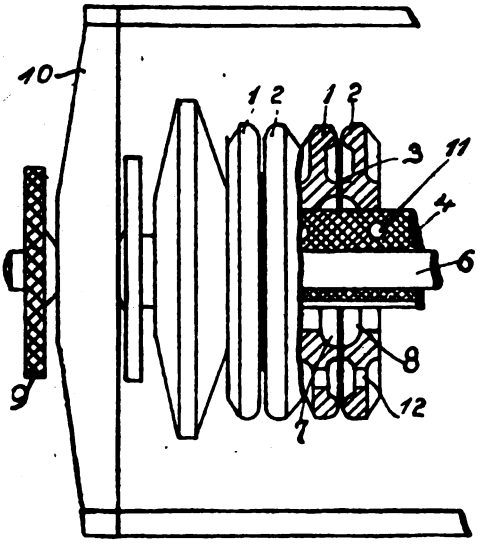


Fig. 11.

entsprechend ausgebohrt sind, die Elektrodenplatten 1 bzw. 2 berührt, während er zwischen diesen Berührungsstellen im Durchmesser vermindert ist. Er besteht aus Isolationsmaterial und besitzt eine z. B. metallische Seele 6. Statt dessen kann er auch aus einem Metallstab mit einer Anzahl radial eingesetzter Tragleisten aus Isolierstoff bestehen. Die Elektrodenplatten 1, 2, an deren äußerem Rande der Funke überspringt, sind an der dem Aufreihstab 4 benachbarten Stelle mit kreisförmigen Aussparungen 7 bzw. 8 versehen, durch welche der Luftweg zwischen den Elektrodenplatten an der Stelle der Glimmerscheibe erheblich vergrößert wird, so daß Gleitfunken dort nicht auftreten können. Um die Elektrodenplatten 1, 2 mitsamt der dazwischenliegenden Glimmerscheibe 3 auf dem Aufreihstab 4 fest gegeneinander zu drücken, ist

Digitized by Google

eine Stellschraube 9 vorgesehen, welche die Welle 6 anzuziehen gestattet, wobei der Aufreihstab in dem Gestell 10 gelagert ist. Um die Luftableitung aus dem Inneren der Elektrodenplatten zu begünstigen, kann der Aufreihstab an den die Elektrodenplatten abstützenden Teilen mit Durchbrechungen 11 versehen sein, ebenso können auch an den Elektrodenplatten Durchbrechungen 12 angebracht sein. Für den Aufreihstab 9 wird zweckmäßig ein Material gewählt, das auch bei Erwärmung eine gute Isolierung sichert.

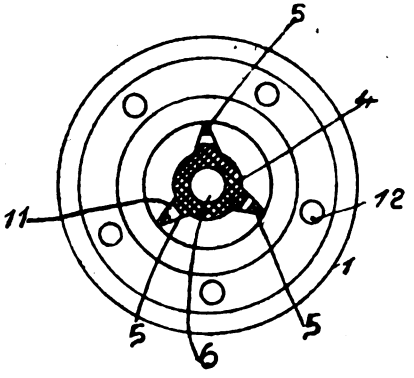


Fig. 12.

Noch eine Funkenstrecke der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin betrifft das D. R. P. 310862. Hierbei werden die Elektroden einer Serienfunkenstrecke unter Fortfall des sonst üblichen Aufreihstabes und unter Vermeidung von fortlaufenden Gleitfunkenwegen in sich gegeneinander zentriert.

Dies geschieht, wie Fig. 13 zeigt, dadurch, daß die distanzierenden Isolationskörper 4 mit die Zentrierung bewirkenden Isolationsteilen versehen werden, wodurch Körper entstehen, deren Querschnitt in Fig. 13 schraffiert ist. Die Zusammensetzung dieser Funkenstrecke nach vorliegender Erfindung geschieht in der Weise, daß die Isolationskörper 4 in eine entsprechende Ausdrehung der Elektroden 1 eingeschoben werden und die nächste Elektrode mit einer entsprechenden Ausdrehung auf den Isolationskörper aufgeschoben wird. Hierdurch wird einerseits gleichzeitig der Abstand der Elektroden auf das richtige Maß gebracht und zweitens dafür gesorgt, daß die mit x bezeichneten Stellen des Umfanges der Elektrode, an welchen der Funke überspringen soll, einander genau gegenüberstehen. Wenn dies nämlich

Digitized by Google

nicht der Fall ist, so stehen sich infolge des exzentrischen Überschneidens der beiden Randkreise nur zwei Punkte besonders nahe gegenüber, an denen dann der Funkenübergang stattfindet.

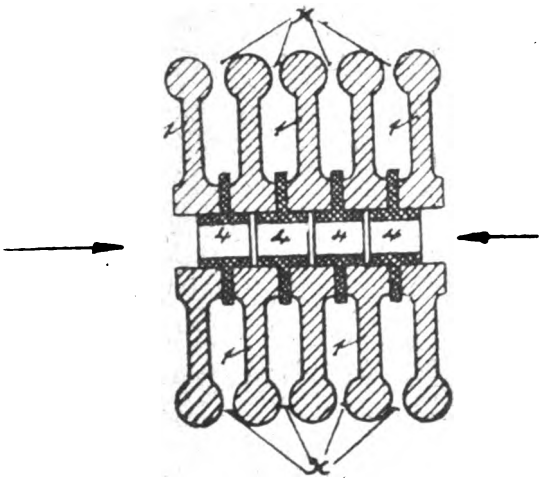


Fig. 13.

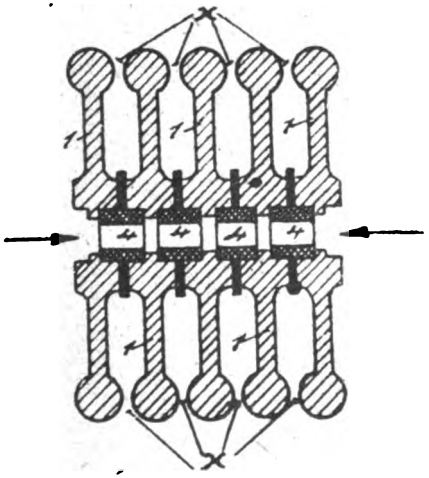


Fig. 14.

Durch eine derartige Ausbildung der Isolationskörper erhält die Funkenstrecke auch eine große Festigkeit gegen seitliche Verschiebung,

Digitized by Google

da durch das Gestell der Funkenstrecke auf die Elektroden ein starker in der Pfeilrichtung wirkender Druck ausgeübt wird. Man kann die isolierenden Zwischenstücke nach Art der Körper 4 mit einer der Elektroden fest verbinden, z. B. durch Ankleben derselben. Auch kann man die Körper 4 so ausbilden, z. B. als kurze Röhrchen, daß sie für sich nur die Zentrierung der Elektroden besorgen, so daß die Elektroden sich unter bloßer Benutzung dieser Röhrchen an den Funkenübergangsstellen gerade berühren würden und die Elektroden in der bekannten Art durch Einfügung besonderer Distanzierungsmittel, z. B. Glimmerringe, auf den gewünschten Abstand bringen. Diese Bauart hat den Vorteil, daß man auch weiterhin die zur Distanzierung so geeigneten Glimmerringe verwenden kann. Diese Bauart zeigt Fig. 14.

(Fortsetzung folgt im 2. Heft.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher.

(Die nähere Besprechung behält sich die Schriftleitung vor.)

Dr. Karl Elbs. Verlag Ambrosius Barth. 48 Seiten, Preis M. 2.60. Leipzig 1919.

Julius Obermiller, Der Kreislauf der Energieen in Natur, Leben und Technik. Naturwissenschaftliche Vorträge, im Felde gehalten. Bd. III, 68 Seiten, Preis M. 3.60. Verlag Ambrosius Barth, Leipzig 1919.

R. Lorenz, Chemische Industrie im Kriege. Naturwissenschaftliche Vorträge, im Felde gehalten. Bd. I, 207 Seiten, Preis M. 8.60. Verlag Ambrosius Barth, Leipzig 1919.

E. Valentin, Automobiltechnisches Handbuch. 9. Aufl. 1418 Seiten, Preis M. 11.—. Verlag M. Krayn, Berlin 1919.

W. Wien, Vorträge über die neuere Entwicklung der Physik und ihre Anwendungen. Gehalten im Baltenland im Frühjahr 1918 auf Veranlassung des Oberkommandos der 8. Armee. 116 Seiten, Preis M. 6.—. Verlag Ambrosius Barth, Leipzig 1919.

Literaturverzeichnis.

Appleton, E. V. L., Electrician 81, S. 743, 1918. Note on the Production of Continous Electrical Oscillations by the Three-Electrode Valve.

Bach, R., Arch. f. Electrot. 7, S. 225, 1919. Elektrische Wellen in geschichteten Leitern. (Wirbelstrombildung in lamellierten Eisenkörpern.)

Baillie, P., Electrician 79, S. 974, 1004, 1917. On the calculation of the coupling coefficient of two coaxial flat spiral coils.

Barton, E. H., Nature 101, S. 436, 456, 1918. (Abstract of a discourse delivered at the Royal Institution on Friday, March 8.) Vibrations: mechanical, musical and electrical.

— **and H. M. Browning,** Phil. Mag. (6) 34, S. 246, 1917. Vibrations under Variable Couplings Quantitatively Elucidated by Simple Experiments.

— ebenda (6) 36, S. 169, 1917. Forced Vibrations Experimentally Illustrated.

Branly, E., C. R. 165, S. 450, 1917. Conductibilité électrique du mica.

Digitized by Google

Carson, J. R., Phys. Rev. (2) **10**, S. 217, 1917. On a general expansion theorem for the transient oscillations of a connected system.
Courney, P. R., Electrician **81**, S. 212, 1918. Wave velocity and capacity of horizontal helices.
Dapsence, P., Paris, impr. L. Hardy, éditions Pericaud, 1918. Les Tubes à vide en radiotélégraphie.
Dreyfus, L., Arch. f. Electrot. **7**, S. 175, 1919. Einschaltspannungen der Spule aus zwei Windungen.
Electrot., Ztschr., **39**. S. 457, 1918. (Ref. Telegraphen- und Fernsprechtechnik, nach Ztschr. f. Post u. Tel. Wien, **7**, S. 45.) Die Funkentelegraphie im Rettungsdienste von Menschenleben auf Schiffen in Seenot.
– ebenda, (Ref. Phys. Rev. **10**, S. 22.) Das Thermophon als Präzisionstonquelle.
– ebenda, (Ref. Phys. Rev. **10**, S. 89.) Ein elektrostatisches Telephon als gleichmäßig empfindlicher, absoluter Strommesser.
– **39**, S. 477, 1918. (Ref. Nachr. f. Hand., Ind. u. Landw. Nr. 127, 1918.) Drahtlose Telephonverbindung zwischen Land und See.
– ebenda, (Ref. Nachr. f. Hand., Ind. und Landw. Nr. 128 u. Wirtschaftl. Nachrichtendienst Nr. 553.) Errichtung einer Station für drahtlose Telegraphie in Holland.
– ebenda, (Ref. Journ. Télégr. **42**, S. 128.) Neue Station in Mexiko.
– **39**, S. 489, 1918. (Ref. Journ. Télégr. **42**, S. 128.) Telephonie ohne Draht in Spanien.
– ebenda, (Ref. Wirtschaftl. Nachrichtendienst Nr. 564, 1918.) Drahtlose Telegraphie und Marconi-Gesellschaft in Frankreich.
E. u. M. 37, S. 21, 1919. (Ref. Electr. World 72, Heft 12, 1918.) Ein Induktionsofen für Hochfrequenz.
Fischer-Hinnen, J., E. u. M. **36**, S. 314, 325, 1918. Induktion und Kapazität von Leitungen.
Geweeke, H., Arch. f. Electrot. **7**, S. 203, 1919. Meßinstrumente für kleine Wechselspannungen.
Guillet, A., Journ. de phys. (5) **7**, S. 36, 1917. Étalon d'induction mutuelle.
Hagenbach, A. et E. Frey, C. R. séance soc. suisse de phys. Zürich 11. IX. 1917. (Arch. sc. phys. et nat. (4) **44**, S. 470, 1917.) Recherches spectroscopiques sur la décharge annulaire sans électrode par des oscillations électriques.
Hazeltine, L. A., Proc. Inst. Rad. Eng. **6**, S. 63, 1918. Oscillating Audion Circuits.
Helm, R., Arch. f. Electrot. **7**, S. 186, 1918. Über „Eisenverluste", besonders über „Wirbelstromverluste" in für Telephonszwecke gebrauchten Übertragern und Spulen.
Horton, F., Phil. Mag. (6) **34**, S. 327, 1917. High Potential Batteries for supplying small currents.
Hull, A. W., Proc. Inst. Rad. Eng. **6**, S. 5, 1918. The Dynatron, a Vacuum Tube possessing Negative Electric Resistance.
Kennelly, A. E., F. H. Achard and **A. S. Dana**, Electrician **79**, S. 692, 1917. Experimental researches on the skin-effect in steel rails.
Korda, D., Elektrot. Ztschr. **39**, S. 486, 1918. Die Mehrphasenkonsonanz. (Zur Theorie der statischen Frequenzwandler.)
Korn, A., Phys. Ztschr. **20**, S. 58, 1918. Mechanische Theorien des elektromagnetischen Feldes.
Kunz, J., Phys. Rev. (2) **10**, S. 203, 1917. (Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 20—21, 1917.) Amplification of the Photoelectric current by the Audion.
Lund-Johansen, O., Kjöbenhavn 1918. Laerebog i traadlös Telegrafi.

Digitized by Google

Moorhead, O. B., Electrician 81, S. 741, 1918. (Paper read before the Institute of Radio Engineers, New York, slightly abbreviated.) The Manufacture of Vacuum Detectors.
Morecroft, J. H., Electrician 81, S. 658, 1918. Some Experiments with Long Electrical Conductors.
Nesper, E., Elektrot. Ztschr. **39**, S. 441, 1918. Massenanfertigung von Kleinradiostationen bei der Telephonfabrik A. G. vorm. J. Berliner in Wien.
Nilsson, G. A., Lund 1918. Der Wehneltunterbrecher als Schwingungserzeuger Experimentelle Untersuchung.
Pedersen, P. O., Mém. Copenhagen (8) **2**, S. 229, 1917. Om Poulsen-buen og dens teori.
van der Pol jun., B., Electrician **79**, S. 891, 1917. On the wave-lengths and radiation of loaded antennae.
Rogowski, W., Arch. f. Electrot. 7, S. 159, 1919. Die Spule als Spannungsschutz.
— ebenda 7, S. 161, 1919. Wanderwellen und Spulen IV. (Der Einschaltvorgang bei der Spule aus drei Windungen.)
— ebenda 7, S. 240, 1919. Überspannungen und Eigenfrequenzen einer Spule.
— ebenda 7, S. 320, 1919. Spulen und Wanderwellen V. (Einschaltspannungen einer flachen Spule aus vielen Windungen.)
Székely de Doba, A., Wien. Anz. 1918, S. 191. Die Kontaktdetektoren.
Taylor, H. O., Proc. Inst. Rad. Eng. **6**, S. 37, 1918. Telephone Receivers and Radio-Telegraphy.
Taylor Jones, E., Phil. Mag. (6) **36**, S. 145, 1918. On the Potential generated in a High-tension Magneto.
Trabacchi, G. C., Cim. (6) **15**, S. 5, 1918. Apparecchio per facilitare la interpretazione di alcuni oscillogrammi ottenuti con il tubo di Braun.
Washburn, E. W., Proc. Inst. Rad. Eng. **6**, S. 99, 1918. The Determination of the Audibility Current of a Telephone Receiver with the Aid of the Wheatstone Bridge.
Whitehead und **Brown, E. u. M. 35**, S. 569, 1917. (Ref. Rév. gén. de l'électricité 28. VII. 1917.) Die elektrische Festigkeit der Luft.
Zehnder, L., Electrot. Ztschr. **39**, S. 515, 1918. Über Horizontalantennen.

Physiker
oder Ingenieur

für **Hochfrequenztechnik**, auch solche, die bisher auf diesem Gebiet noch nicht gearbeitet haben, eiligst gesucht. Bewerbungen mit kurzgefaßtem Lebenslauf, Zeugnisabschr.. Gehaltsanspr. und Angabe evtl. Antrittstermins erbeten unter **J. 26** an die Exped. d. Bl.

Digitized by Google

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 14. 1919. Heft 2.

Inhalt.

Seite

H. Rukop, Die Hochvakuum-Eingitterröhre. (Mit 15 Figuren im Text) 110

Max Abraham, Die Strahlung von Antennensystemen 146

G. Leithäuser, Über eine neue Audion-Schaltung für den Empfang elektrischer Wellen. (Mit 8 Figuren im Text) 152

Albert W. Hull, Das Dynatron, eine Vakuumröhre mit der Eigenschaft des negativen elektrischen Widerstandes. (Mit 10 Figuren im Text.) (Schluß) 157

Referate:

Martin Sjöström, Experimentelle Untersuchungen über die Beugung elektromagnetischer Wellen an einem Schirm mit geradlinigem Rande. (Mit 4 Figuren im Text) 171

W. H. Eccles und G. W. O. Howe, Kapazität, Selbstinduktion und Wellenlänge von Luftleitern. (Mit 5 Figuren im Text) . 180

Mitteilungen aus der Praxis.

E. Niemann, Funkentelegraphie im Flugzeuge. (Mit 12 Figuren im Text.) (Schluß) 190

Patentschau:

H. Eales. (Mit 15 Figuren im Text.) (Schluß). 206

Literaturverzeichnis 219

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender, Berlin-Charlottenburg, Königsweg 24,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Digitized by Google

Die Hochvakuum-Eingitterröhre.

Von **H. Rukop.**

Mitteilung aus dem Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie.

Inhalt.

I. Die Konstanten der Eingitterröhre.
II. Die Röhre als Verstärker.
III. Die Röhre als Schwingungserzeuger.
A. Wesentlich sinusförmige Erregung.
B. Stark verzerrte Strom- und Spannungskurven.
IV. Der Begriff des inneren Widerstandes bei der Röhre, sowie der Zusammenhang von Nutzeffekt, innerem und äußerem Widerstand.
A. Ohne Rückkopplung.
B. Der Einfluß der Rückkopplung.
V. Zusammenfassung.

Bezeichnungen.

i Gesamtstrom nach Anode und Gitter.
i_A Momentanwert des Anodenstromes.
I_A Gleichstromanteil des Anodenstromes.
I_R Ruhestrom.
$\imath_A$ Wechselstromanteil des Anodenstromes.
$\mathfrak{J}_A$ Wechselamplitude des Anodenstromes.
e_A Momentanwert der Anodenspannung.
E_A Gleichspannungsanteil der Anodenspannung.
E_B Batteriespannung.
w_A Wechselspannungsanteil der Anodenspannung
$\mathfrak{E}_A$ Wechselamplitude der Anodenspannung.
e_g Momentanwert der Gitterspannung.
E_g Gleichspannungsanteil der Gitterspannung.
w_g Wechselspannungsanteil der Gitterspannung
$\mathfrak{E}_g$ Wechselamplitude der Gitterspannung.
I_s Sättigungsstrom.
E_s Sättigungsspannung.
e_r Resultierende Spannung.
E_R Restspannung.
R Widerstand.

Digitized by Google

$\mathfrak{R}$ Scheinbarer Widerstand (Impedanz).
$\mathfrak{R}_i$ Innerer Widerstand.
$\mathfrak{R}_m$ Momentanwiderstand.
L Selbstinduktion.
C Kapazität.
ν Frequenz, Schwingungszahl.
ω $2\pi\nu$
X Unbekannter Faktor der Spannung.
Y Unbekannter Faktor des Stromes.
K, Q Charakteristik — Konstanten.
α Durchgreifen der Anodenspannung (dimensionslos).
H Leistungsfaktor (dimensionslos).
η Nutzeffekt (dimensionslos).
k Rückkopplung (dimensionslos).
N Nutzleistung.
N_v Verlustleistung.
N_i Leistung auf $\mathfrak{R}_i$.
$N_=$ Gleichstromleistung.

I. Die Konstanten der Eingitterröhre.

Eine Hochvakuumröhre, die eine Glühkathode, eine Anode und eine zwischen beiden liegende Hilfselektrode, gewöhnlich Gitter genannt, besitzt, läßt sich durch einige wenige Konstanten definieren. Wie J. Langmuir[1]) festgestellt hat, ist bei einer Hochvakuum-Elektronenentladung der Strom, solange er unterhalb der Sättigung liegt, proportional der 1,5 ten Potenz der angelegten Spannung. Bei einer Röhre mit zwei Elektroden, die verschiedene Spannung gegen die Kathode haben, werden wir diese 1,5 te Potenz ohne Zweifel wiederfinden müssen, und es ist dabei lediglich die „angelegte Spannung" zu definieren, welche hier die „resultierende Spannung", e_r, genannt werden soll. Man erhält dann den Strom als 1,5 te Potenz der resultierenden Spannung. Den Proportionalitätsfaktor wollen wir $\frac{1}{K}$ nennen, um wie sich später zeigt, eine bequeme Konstante zu bekommen, so daß die Stromspannungsgleichung lautet:

$$i = \frac{1}{K} e_r^{\frac{3}{2}} \qquad (1)$$

Diese Gleichung berücksichtigt nur den Raumladeeffekt. Es läßt sich leicht einsehen, daß sowohl die Geschwindigkeitsverteilung der

Digitized by Google

emittierten Elektronen, als auch der infolge der Heizung längs der Kathode vorhandene Spannungsabfall die Stromspannungskurve verbreitern, verflachen müssen, und zwar erstere um etwa 2 Volt, letzterer um seinen ganzen Betrag. Diese Einflüsse sind zwar merklich, jedoch stimmt die Stromkurve noch vorwiegend mit einer Kurve der 1,5 ten Potenz überein, lediglich die Konstante K wird etwas größer ausfallen, als wenn sie der Raumladeeffekt allein bestimmte.

Wir wollen nun zu einer Definition der resultierenden Spannung übergehen. Aus dem Langmuirschen Ansatz[2]) läßt sich ersehen, daß die Potential- und Feldverteilung im Entladungsraum durch die Anwesenheit der Elektronen nur in der unmittelbaren Nähe der Kathode wesentlich beeinflußt wird. Nehmen wir einen geraden Draht als Kathode, einen konzentrischen Gitterzylinder und einen weiteren konzentrischen Anodenzylinder an, so können wir in genügender Entfernung von der Kathode eine konzentrische Zylinderfläche betrachten, deren Potentialdifferenz gegen die Kathode maßgebend für den Stromübergang sein soll, und hierfür die Langmuirsche Gleichung (20) ansetzen. Dann wird i eine Funktion dieser Potentialdifferenz, welche ihrerseits eine lineare Funktion der Gitterspannung e_g und der Anodenspannung e_A (alles gegen den negativsten Punkt der Kathode gerechnet) sein muß so daß wir die Gleichung bekommen:

$$e_r = \gamma e_g + \alpha e_A \qquad (2)$$

Wir haben nun die Freiheit, eine beliebige Potentialfläche als scheinbare Anode zu wählen. Wir wollen hier so wählen, daß γ immer gleich 1 wird. Durch die Elektrodenanordnung ist α dann festgelegt. Gleichung (1) geht dann über in:

$$i = \frac{1}{K}(e_g + \alpha e_A)^{\frac{3}{2}} \qquad (3)$$

Es erscheint ganz natürlich, gerade $\gamma = 1$ zu setzen, man schafft damit die Fiktion, daß die Gitterspannung als die der nächsten Elektrode die wesentliche ist, und daß die Anode, da sie durch das Gitter abgeschirmt ist, nur eine übertragene Einwirkung hat, zumal da der Faktor α in den praktisch wichtigen Fällen immer bedeutend kleiner als 1 ist. Die obengenannte Funktion ist bereits von J. Langmuir aufgestellt worden, allerdings ist ihre Bedeutung nicht sehr ausführlich dargetan[3]):

$$i = K_1 (K_2 e_g + e_A)^{\frac{3}{2}}$$

Sie ist unanschaulich, da sie mit einem hohen Vielfachen der wahren Gitterspannung rechnet, obgleich sie physikalisch durchaus dasselbe sagt.

Digitized by Google

Die Konstante α ist von besonderer Wichtigkeit. Sie stellt den Bruchteil dar, mit dem die Anodenspannung an dem Potential im Brennerraume zur Wirkung kommt, oder wie ein gebräuchlicher Ausdruck lautet, sie gibt an, wie stark die Anodenspannung durch das Gitter „hindurchgreift". Wir wollen sie deshalb „das Durchgreifen" nennen. Sie ist für einige einfache Elektrodenanordnungen von J. Maxwell[4]) und M. Abraham[5]) berechnet worden.

Die Messung von α kann ohne Kenntnis von K geschehen. Man sucht für ein konstant bleibendes i unterhalb der Sättigung mehrere Werte von e_g und die dazugehörigen Werte von e_A, die man in einer

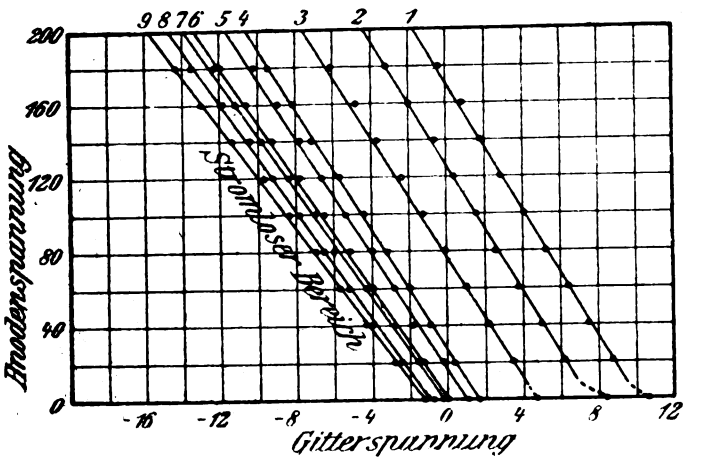


Fig. 1.

Kurve aufträgt (Fig. 1). Dann ergibt sich in der Tat eine Gerade[6]), wobei $\alpha = \frac{-\Delta e_g}{\Delta e_A}$ ist, da $e_{g1} + \alpha e_{A1} = e_{g2} + \alpha e_{A2}$ oder $\alpha = \frac{e_{g1} - e_{g2}}{e_{A2} - e_{A1}}$.

In Fig. 1 ist eine Schar solcher Geraden für verschiedene Stromstärken einer Röhre gezeichnet[7]). Sie zeigt, daß α auf einem großen Bereich wirklich konstant ist, daß aber für kleinste Stromstärken ein merkliches Anwachsen von α eintritt, wie die Kurve Fig. 2 angibt. Diese Anomalität wird besonders groß, wenn das Gitter grob ist. Das Feld an der Kathode ist dann nicht gleichmäßig, sondern es findet eine Bildung einzelner nicht emittierender Inseln negativ gerichteter Kraftlinien statt, wobei eine relativ hohe negative Gitterspannung notwendig ist, um durch die Randkraftlinien die emittierenden Inseln des Fadens zu verdrängen. Dasselbe tritt ein, wenn das Gitter den Raum

Digitized by Google

zwischen Anode und Kathode nicht genügend scheidet, wenn es zu geringe Ausdehnung hat. Es gibt dann außer dem „Durchgreifen" ein „Herumgreifen". Mit anderen Worten, die Gleichung (3) gilt nur, wenn die Felder von Anode und Gitter gegen die Kathode genau ineinander liegen, was bei groben Gittern nicht der Fall ist. Dieses vergrößerte Durchgreifen prägt sich besonders in der sog. Charak-

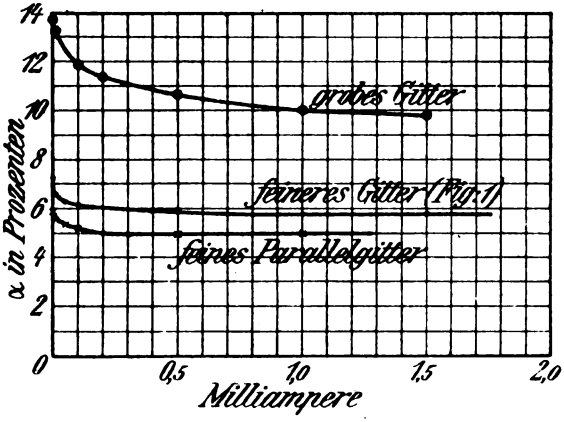


Fig. 2.

teristik der Röhre (s. unten) aus. Trotzdem soll α in der vorliegenden Abhandlung als konstant betrachtet werden, da die kleinsten Stromstärken nur in seltenen Fällen von Wichtigkeit sind.

Die Konstante K ließe sich ohne Kenntnis von α nach Formel (3) messen, indem man $e_A = 0$ macht und mit einer variabelen Gitterspannung allein eine Stromspannungskurve aufnimmt. Dieses Verfahren ist jedoch ungenau, wahrscheinlich infolge der komplizierten Wege der Elektronen, die wegen des Bremsfeldes im Anodenraum teilweise mehrmals auf und ab fliegen, ehe sie vom Gitter gefangen werden. Man findet ähnliche Unregelmäßigkeiten, wenn man bei der Messung von α in der oben beschriebenen Methode mit der Anodenspannung in negative Gebiete geht. Man lasse bei der Messung von α die Anode sogar stets bedeutend positiver als das Gitter. Die Messungen von K werden zuverlässig und übereinstimmend, wenn man e_A stets positiv macht, indem man etwa Anode und Gitter gemeinsam an dieselbe Spannung e legt. Man hat dann nach obiger Definition die resultierende Spannung $e + \alpha e$, d. h. man messe α vorher.

Die Werte von K liegen praktisch zwischen 1000 und 100000.

Digitized by Google

Während bei konzentrischen Zylinderanordnungen die Stromspannungskurven sehr gut durch die 1,5 Potenz von e_r wiedergegeben werden, auch ziemlich plötzlich in die Sättigungsgrade übergehen (Fig. 3, a) kann man bei unsymmetrischen Anordnungen, besonders bei Spiralfäden oft Kurven der Type Fig. 3, b erhalten, die man sich aus einer großen Anzahl verschiedener $e_r^{3/2}$ Kurven addiert denken kann.

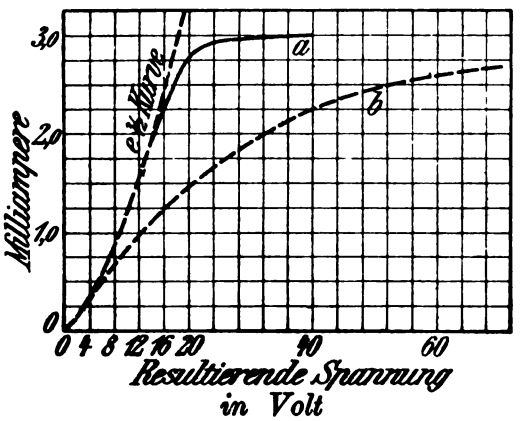


Fig. 3.

Derartige Kurven haben also kein definiertes K. Der Langmuirschen Aussage, daß bei beliebig geformten Elektroden immer die $e_r^{3/2}$-Funktion gefunden werden muß, ist demnach die einschränkende Bedingung hinzuzusetzen: solange nicht an einzelnen Teilen des Fadens eher positives Feld, und damit Sättigung eintritt als an anderen.

Die Konstante K ist bei steiler Kurve klein, bei flacher größer, sie kann oberflächlich etwa wie ein Widerstand angesehen werden, hat jedoch keineswegs die Dimension eines solchen. Nach der Langmuirschen Formel (Seite 352 [20]) wird bei gleicher Spannung unterhalb der Sättigung der Strom größer, wenn die Anode näher an den Faden rückt; dasselbe muß bei der hier eingeführten scheinbaren Anode, die ja etwa mit dem Gitter zusammenfällt, der Fall sein. Man erhält demnach steilere Stromspannungskurven, also kleineres K, wenn man das Gitter der Kathode nähert.

Die Charakteristiken, d. h. Stromkurven als Funktion der Gitterspannung bei je einer konstanten Anodenspannung sind nichts anderes als um $-\alpha e_A$ verschobene Stromspannungskurven (Fig. 4). Kurve a ist die Stromspannungskurve, b die Charakteristik bei $e_A = 100$ Volt,

Digitized by Google

$\alpha = 0{,}08$. Am Fuß der Kurve, bei kleinsten Stromstärken zeigt sich in einer Verflachung das plötzliche Ansteigen von α. Es bewirkt, daß man oft die doppelte negative Gitterspannung braucht, um den Anodenstrom auf Null zu bringen, als man aus dem konstanten α-Wert (Kurve b_1) errechnen würde.

Wichtig ist ferner der Strom nach dem Gitter (Kurve g, Fig. 4)[8]) der gleich Null sein muß, solange die Gitterspannung genügend negativ ist, um die schnellsten Elektronen abzuhalten. Diese Spannung ist etwa

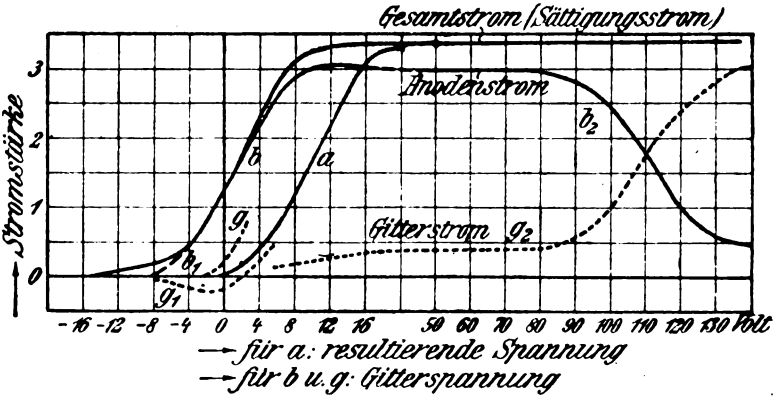


Fig. 4.

— 2 Volt, sie kann durch Voltaeffekte leicht gefälscht werden. Ist das Vakuum der Röhre nicht einwandfrei, so tritt ein Gitterstrom wie die punktierte Kurve g_1 ein, veranlaßt durch positive Träger, die im Anodenraum gebildet werden.

Die Verteilung des Elektronenstromes bei positivem Gitter und positiver Anode ist eine komplizierte Funktion, angenähert berechnet von M. Abraham[9]). Allerdings wird die primäre Verteilung durch sekundäre Kathodenstrahlung stark überdeckt. Es ist nicht möglich, die wirkliche Verteilung einschließlich Sekundärstrahlung durch eine Kurve darzustellen, es wären dazu allein für einen Sättigungsstrom zwei Flächen notwendig. Ein ausführliches Beispiel findet sich bei A. Meißner[10]). Es soll hier nur auf eine wichtige Einzelheit hingewiesen werden, daß nämlich die Anode den weit überwiegenden Teil des Gesamtstromes (etwa 90 %) erhält, solange die Anodenspannung noch ca. 20 Volt höher ist als die Gitterspannung, daß aber bei kleiner werdender Anodenspannung oder größerwerdender Gitterspannung alsbald ein starkes Sinken des Anodenstromes eintritt. Diese Erschei-

Digitized by Google

nung wird von A. W. Hull[11]) in besonderen Schaltungen ausgenutzt. Ein Beispiel für dieses Sinken zeigt Fig. 4, Kurven b_2 und g_2, die die Fortsetzungen von b und g sind.

II. Die Hochvakuumröhre als Verstärker.

(Niedergeschrieben April 1917.)

Die Theorie der Verstärkung durch Hochvakuumröhren mit Gittern ist von W. Schottky kürzlich veröffentlicht worden[12]), und zwar in einer Fassung, die meines Wissens aus den Jahren 1915/16 stammt. Es sollen daher nur für die Eingitterröhre die wichtigsten Resultate in der hier gewählten Darstellungsweise mitgeteilt werden, da wir sie für die Schwingungserzeugung brauchen werden. Sie stimmen mit denen von W. Schottky überein; der Unterschied in der Ableitung ist rein äußerlich.

Den Ausgang bildet die Gleichung:

$$i = \frac{1}{K}(e_g + \alpha e_A)^{3/2} \tag{3}$$

Die Verkleinerung des Anodenstromes durch den Gitterstrom spielt hier und auch im folgenden keine Rolle, wir setzen daher den Anodenstrom gleich dem Gesamtstrom, also $i = i_A$.

Es wird im Anodenkreis ein Ohmscher Widerstand R als Energieentnehmer (Nutzwiderstand) angenommen, der keinen Gleichspannungsabfall hat, also etwa ein belasteter Transformator. Ferner wird angenommen, daß die dem Gitter zugeführten Wechselspannungen so klein sind, daß die Anodenwechselströme praktisch linear verlaufen, d. h. wir nehmen statt der $e^{3/2}$-Kurve die Tangente im Ruhepunkt an. Ruhepunkt soll derjenige Punkt heißen, der nach Gleichung (3) sich aus Gittergleichspannung E_g und Anodengleichspannung (Batteriespannung) E_B ergibt, also der Punkt:

$$I_R = \frac{1}{K}(E_g + \alpha E_B)^{3/2} \tag{4}$$

wobei I_R der „Ruhestrom" heißen soll.

Die Ruhepunkte sind sämtlich durch die Beziehung verbunden:

$$I = \frac{1}{K} E^{3/2}$$

Wenn e und i die laufenden Koordinaten der Tangenten sind, so heißt deren Gleichung:

$$I - i = \frac{dI}{dE}(E - e)$$

Digitized by Google

woraus man nach einer einfachen Umformung eine Gleichung von der Form:

$$e = P + Qi \quad \text{oder} \quad i = \frac{1}{Q}e - \frac{P}{Q}$$

erhält. Das Glied $-\frac{P}{Q}$ ist für den Wechselstromvorgang unerheblich, es kann fortgelassen werden. Ferner werden e und E wieder in die Gitter- und Anodenspannungen zerlegt. Durch Änderung von E_g, E_A und α kann jeder Ruhepunkt benutzt werden, es ergibt sich dann stets eine andere Tangente.

Wir arbeiten daher auf Geraden der Gleichung:

$$i_A = \frac{1}{Q}(e_g + \alpha e_A) \tag{5}$$

wobei also

$$Q = \frac{2K}{3\sqrt{E_g + \alpha E_B}} \tag{6}$$

ist. Wird nun auf das Gitter eine Wechselspannung $e_g = \mathfrak{E}_g \sin \omega t$ gegeben, so bekommen wir die Stromspannungsgleichung:

$$I_A' + i_A = \frac{1}{Q}(E_g' + \mathfrak{E}_g \sin \omega t + \alpha E_B' - \alpha R i_A)$$

oder allein die Wechselstrombeziehung:

$$i_A = \frac{\mathfrak{E}_g \sin \omega t}{Q + \alpha R}$$

Folglich erhält R die Wechselstromleistung:

$$N = \frac{\mathfrak{E}_g^2 R}{2(Q + \alpha R)^2} \tag{7}$$

die für

$$R = \frac{Q}{\alpha} \tag{8}$$

ein Optimum hat. Unter der Voraussetzung dieses optimalen Widerstandes wird diese Leistung dann:

$$N = \frac{3\mathfrak{E}_g^2\sqrt{E_g + \alpha E_A}}{16K\alpha} \tag{9}$$

Hieraus ist genau zu ersehen, wie die Konstanten und Spannungen der Röhre in die Verstärkung eingehen, daß verkleinertes K die Verstärkerleistung proportional erhöht, daß auch verkleinertes α die

Digitized by Google

Leistung erhöht. Allerdings tritt im letzteren Falle ein Optimum auf, das von E_g abhängt.

Erhöhte Gitter- und Anodengleichspannung vergrößern nach (9) ebenfalls die Verstärkung, jedoch sind hier Nebenbedingungen zu beachten. Erstens darf man nicht auf der Kurve soweit hinaufgehen, daß man in das Gebiet der Sättigung kommt, zweitens aber muß man darauf sehen, mit Hilfe der unverstärkten Leistung eine möglichst große Gitterwechselspannung zu schaffen. Dies gelingt aber nur, wenn man dem Gebiet der schädlichen Gitterströme fernbleibt, das etwa bei -2 Volt beginnt, wie Fig. 4 zeigt, jedoch durch Voltaeffekte oder auch schlechtes Vakuum verschoben werden kann, so daß oft -1 Volt oder gar 0 Volt noch möglich sind. Das obenerwähnte Optimum des Durchgreifens:

$$\alpha = -\frac{2E_g}{E_A}$$

liegt daher bei recht kleinen resultierenden Spannungen, die durch die Unsicherheit von E_g ungenau sind. Da dort auch die anormale Verflachung der Charakteristiken beginnt, ferner der innere Widerstand der Röhren und damit der notwendige äußere, unangenehm hoch werden, so bleibt man in der Praxis bei etwas größerem Durchgreifen, als es das Optimum erforderte.

Die sogenannte Verstärkungszahl einer Röhre läßt sich aus obigem nicht ersehen, die Röhre verstärkt an sich außerordentlich hoch, da sie im Gitterkreis keine merkliche Leistung verbraucht. Durch die notwendige Umformung, auch die notwendigen Dekremente der Gitterkreise sinken diese Zahlen stark, worüber an anderer Stelle noch berichtet werden soll.

Ferner läßt sich aus dem optimalen Widerstand schließen, daß auch der innere Widerstand der Röhre

$$\mathfrak{R}_i = \frac{Q}{\alpha} = \frac{2K}{3\alpha\sqrt{E_g + \alpha E_B}} \qquad (10)$$

ist, was man auch direkt aus Gleichung (3) durch Differentiation von e_A nach i ableiten kann, kleine Wechselamplituden vorausgesetzt.

Die Abhandlungen von M. Latour[13]) und G. Vallauri[14]) weisen zwar bezüglich des Einflusses der Röhrenkonstanten, die mit K und α zu vergleichen sind, ebenso bzw. der günstigsten Widerstände nach derselben Richtung, wie obige Resultate, sind jedoch nicht quantitativ identisch, weil vor allem der $e^{3/2}$ Charakter des Stromes nicht berück-

Digitized by Google

sichtigt ist, auch Gitterströme und Gitterspannung nicht der Hochvakuumröhre entsprechend diskutiert werden.

Bezüglich vieler Einzelheiten sei auf die demnächst zu veröffentlichende Arbeit von W. Schottky verwiesen.

III. Die Röhre als Schwingungserzeuger.

(Niedergeschrieben im Laufe des Jahres 1916 bis März 1917.)

A. Annähernd sinusförmige Erregung.

Die Erzeugung von Schwingungen durch Röhren mit Gitter ist eine jetzt längst experimentell bekannte Tatsache[15][16]. Sie gehören zur Klasse derjenigen, die durch einen kontinuierlichen Strom und ein auf diesen einwirkendes von ihm selbst abhängiges Steuerorgan entstehen, welches man als veränderlichen Widerstand auffassen kann. (Wagnerscher Hammer, Telephon-Mikrophon.[17]) Für den Schwingungszustand erhält man die folgenden einfachen Phasen-, Amplituden- und Nutzeffektsgesetzmäßigkeiten. Es sollen hierbei die Schwingungen als bestehend angenommen werden, die Bedingungen für das Einsetzen werden später diskutiert. Der Strom i_A in der Anodenleitung kann sich nur zwischen Null und dem Sättigungsstrome I_s bewegen, er muß also aus einem Gleichstrom bestehen, dem sich im Schwingungszustand ein Wechselstrom oder mehrere überlagern. Der schwingungsfähige Kreis soll in der vereinfachten Schaltung Fig. 5 angebracht sein, die für die prinzipielle Betrachtung ausreicht, er soll die Selbstinduktion $L + L_1$, die Kapazität C und den Widerstand R enthalten, wobei R sehr klein gegen die Induktanz sein soll. Der Kreis hat dann, von den beiden Punkten A und K aus betrachtet, eine Impedanz $\mathfrak{R}$, die für die Eigenfrequenz des Kreises:

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L + L_1)C}}$$

einen ausgezeichneten Wert, nämlich

$$\mathfrak{R} = \frac{\omega^2 L^2}{R} \tag{11}$$

annimmt[18]. Dieser Widerstand wirkt wie ein reiner Ohmscher Widerstand, seine wattlose Komponente ist gleich Null. Für weit ab liegende Frequenzen hat er eine um Größenordnungen kleinere Impedanz, er ist ein „Resonanzwiderstand".

Es entsteht nun, was hier nicht ausführlich bewiesen werden soll, tatsächlich die Eigenschwingung des Kreises mit einer unwesentlichen

Digitized by Google

Korrektion. Die Phasen von Strom in der Anodenleitung und Spannung an den Verzweigungspunkten stimmen dann überein. Die beiden Verzweigungspunkte sind identisch mit Kathode und Anode, daher liegt dieselbe Wechselspannung an der Röhre, nur daß sie hier, in der Stromrichtung betrachtet, um 180° verschoben ist. Dies entspricht natürlich den Funktionen beider: der Kreis ist der Verbraucher, also sind Strom und Spannung in Phase, die Wechselstromleistung positiv. An der Röhre sind Wechselstrom und Wechselspannung um 180°

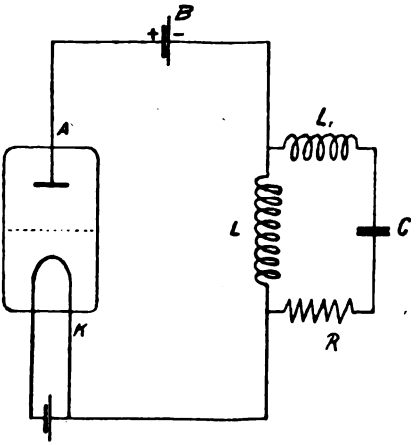


Fig. 5

verschoben, die Wechselstromleistung ist daher negativ, also ist die Röhre Generator. Wir wollen zunächst annehmen, daß der Strom in der Anodenleitung sowie die Spannung sinusförmig sein sollen. Dann stellt Fig. 6, Kurve I, den Strom durch die Röhre und Kurve II die Spannung an der Röhre dar. Die von der Batterie (B) abgegebene Energie wird teilweise in den Kreis gelangen, teilweise an der Röhre als Bombardement der Elektronen auf die Anode verzehrt werden. Die Verlustarbeit an der Röhre ist $= \int e_A \cdot i_A \, dt$. Die Kurve III gibt den Verlauf der Verlustleistung. Die Gesamtleistung ist konstant: $N_= = E_B I_A$, da der mittlere Strom I_A sich durch den Wechselstrom nicht ändert. Die Verlustleistung wird jedoch klein werden, wenn die Amplituden von Strom und Spannung anwachsen. Bezeichnet $X E_B$ die Amplitude der Wechselspannung, $Y I_A$ die des Wechselstromes, so ist der Strom durch die Röhre $i = I_A + I_A Y \sin \omega t$, die Spannung an der Röhre $e_A = E_B - X E_B \sin \omega t$, daher die Verlustleistung

Digitized by Google

$$N_v = \int_0^1 (E_B - X E_B \sin \omega t)(I_A + Y I_A \sin \omega t)\, dt \qquad (12)$$

Dieses Integral gibt:

$$N_v = E_B I_A \left(1 - \frac{X Y}{2}\right) \qquad (13)$$

Die Kreisleistung wird dann

$$N = \frac{E_B \cdot I_A \cdot X \cdot Y}{2} \qquad (14)$$

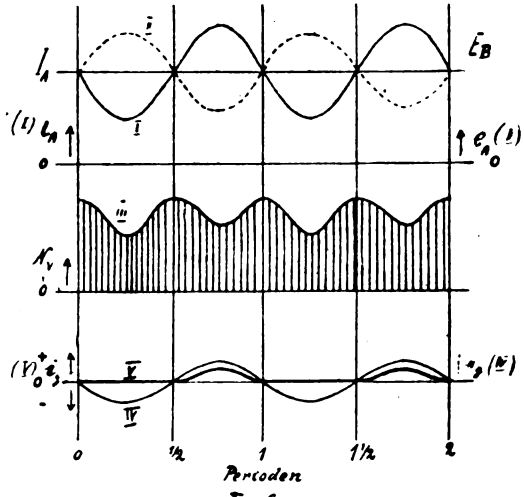


Fig. 6

Es ist nun notwendig, zu wissen, wie groß X und Y werden können. Der Strom kann bis $i_A = 0$ herabgehen, er kann also bis $2 I_A$ heraufgehen, seine Maximalamplitude ist daher: $Y I_A = I_A$, also $Y = 1$. Wir würden in diesem Falle den Sättigungsstrom I_s gleich $2 I_A$ machen, da wir keinen höheren Stromwert benötigen. Die Spannungsamplitude hat keine so natürliche Grenze, wie der nicht umkehrbare Strom.

Es läßt sich jedoch ebenfalls eine maximale Amplitude finden. Aus der Phasenbetrachtung Fig. 6 geht nämlich hervor, daß der Anodenstrom sein Maximum hat, wenn die Anodenspannung ihr Minimum hat. Wie nun die „Stromverteilung" zeigt, muß die Anodenspannung auf einem gewissen positiven Wert, der „Restspannung" E_R bleiben, um noch annähernd den gesamten Strom zu führen. Andernfalls würde durch

Digitized by Google

Herabsinken des Anodenstromes die Leistung herabgesetzt. Die Restspannung ist annähernd so groß wie die Sättigungsspannung, d. h. die zum Übergang des Sättigungsstromes notwendige resultierende Spannung. Nimmt man also den günstigsten Fall an, daß sie sehr klein gegen E_B ist, so kann ebenfalls maximal $X = 1$ werden. Daher erhalten wir als beste Kreisleistung (kleinste Verlustleistung)

$$N = \frac{I_A E_B}{2}, \qquad N_v = \frac{I_A E_B}{2}, \text{ daher } \eta(\sin \max) = 50\,\% \qquad (15)$$

unter der obengenannten Bedingung wesentlich sinusförmigen Stromes. Infolge der Krümmung der Charakteristik kann auch hier schon mit keiner strengen Sinuskurve gerechnet werden. Es läßt sich ferner leicht einsehen, daß hier die Hinzufügung einer wattlosen Komponente zum Kreis etwa durch Serienschaltung, den Nutzeffekt verschlechtert, da Strom und Spannungskurven zwischen Anode und Kathode gegeneinander verschoben werden, so daß die Verlustkurve anwächst.

Wir erhalten durch obige Amplitudendiskussion eine wichtige Bedingung für den Schwingungskreis. Da durch den Anodenkreis der Strom $\frac{I_s}{2} \sin \omega t$ gehen, ferner am Kreis die Spannung $E_B \sin \omega t$ entstehen soll, erhalten wir die Bedingung:

$$\mathfrak{R} = \frac{\omega^2 L^2}{R} = \frac{2 E_B}{I_s} \qquad (16)$$

Hiernach muß L und L_1 bemessen werden, da die anderen Größen meistens festliegen.

Die Strom-, Spannungs- und Verlustkurven für eine solche Bemessung zeigt Fig. 7.

Wir erhalten weiter eine Bedingung für Gitterspannungsphase und Amplitude. Da im Augenblick kleinster Anodenspannung, d. h. negativster Wechselspannung der Strom maximal sein soll, dagegen im Augenblick größter Anodenspannung am kleinsten (gleich Null), so muß die notwendige resultierende Spannung durch eine überwiegende Gitterwechselspannung hergestellt werden. Diese muß mit dem Strom in Phase, daher gegen die Anodenspannung um 180° verschieden sein. Sie wird in Fig. 6 durch Kurve IV dargestellt. Kurve V zeigt dann etwa den eintretenden Gitterstrom.

Die notwendige Gitterwechselspannung läßt sich leicht finden. Soll der Sättigungsstrom ganz ausgenutzt werden, ebenso die Batteriespannung, so bekommen wir, wenn E_s die notwendige resultierende Spannung zur Erreichung des Sättigungsstromes ist:

Digitized by Google

$$e_r = E_g + \alpha E_B + \alpha w_A + w_g = E_s \tag{17}$$

und, da hierfür $w_A = -E_B$ sein muß, $w_g = E_s - E_g$ und hieraus, da in diesem Augenblicke w_g seinen maximalen positiven Wert hat, eine wichtige Gleichung für die Amplitude der Gitterwechselspannung:

$$\mathfrak{E}_g = E_s - E_g \tag{18}$$

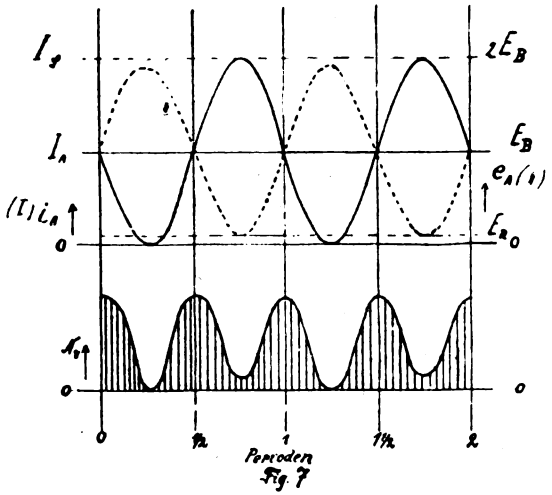


Fig. 7

Soll außerdem bei maximaler Anodenspannung, d. h. bei $e_A = 2E_B$ gerade eben der Strom Null eintreten, so erhalten wir

$$e_r = E_g + 2\alpha E_B + w_g = 0 \tag{19}$$

oder, da diesmal

$$w_g = -\mathfrak{E}_g = -E_s + E_g$$

$$E_g = \frac{E_s}{2} - \alpha E_B \tag{20}$$

d. h. man reguliere die Gittergleichspannung entsprechend ein.

In obigem Kurvenbilde ist verlangt worden, daß außerdem im Ruhezustand $i_A = \frac{I_s}{2}$ sein soll. Dies ist nur möglich, wenn die Sättigungsspannung doppelt so groß ist, wie die resultierende Spannung für den halben Sättigungsstrom. Nach dem $e^{3/2}$-Gesetz würde dies nicht stimmen, es müßten sich die Spannungen wie 1 : 1,58 verhalten. jedoch weicht der Sättigungspunkt, wie Fig. 8, Kurve *a*, zeigt, stark

Digitized by Google

von der $e^{3/2}$-Kurve ab, so daß in der Tat e_g etwa gleich der doppelten resultierenden Spannung für $i_A = \frac{I_s}{2}$ ist.

Daher ist die obige Kurvendarstellung Fig. 7 annähernd berechtigt.

B. Stark verzerrte Strom- und Spannungskurven.

Wir können also bei sinusförmigem Strom, d. h. einwelliger Schwingungserzeugung ohne Oberfrequenzen, einen Nutzeffekt von 50 % kaum erreichen. Gehen wir jedoch von der Sinusform weit ab, so können

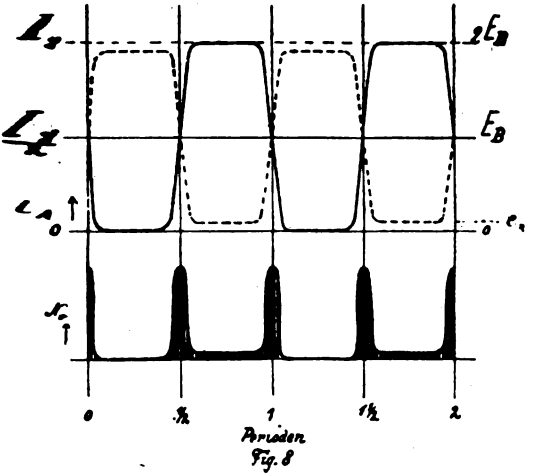


Fig. 8

wir Strom- und Spannungskurven in beliebigen Mengen ersinnen, die einen bedeutend höheren Nutzeffekt geben. Es ist nur notwendig, die Kurven Fig. 7 zu betrachten, um zu sehen, daß zur Vermeidung von Verlustleistung stets die Spannung besonders klein sein muß, solange Strom übergeht. Wir wollen zwei solcher Diagramme, die auch eine Wahrscheinlichkeit des Gelingens für sich haben, hier angeben. Das erste (Fig. 8) soll annähernd mäanderförmige Strom- und Spannungskurven haben, die einigermaßen durch Superposition der Grundschwingung und der nächsten ungeraden harmonischen herbeizuführen sind, wie Fig. 9 zeigt. Die mäanderförmige Stromkurve läßt sich durch passende Gitterspannung herbeiführen, die Spannungskurve muß dadurch hervorgerufen werden, daß sowohl die Grundschwingung als die harmonische einen hohen Widerstand ohne Phasenverschiebung vorfinden, also etwa 2 Kreise, jeden wie Fig. 5 in der Anodenleitung, von denen der eine auf die dreifache Frequenz des anderen abgestimmt

Digitized by Google

ist. Ist die Restspannung sehr klein gegen die Batteriespannung, so kann aus den Amplitudenverhältnissen etwa ein Nutzeffekt von 80 % abgeleitet werden. Es würde in diesem Falle die Leistung der Grundschwingungen 70 %, die der dritten harmonischen 10 %, die Verlustleistung 20 % betragen. Daher wäre vor allem die Anodenerhitzung weitgehend heruntergesetzt. Wenn man noch einige ungerade harmonische hinzunimmt, kann man bei entsprechender Gitterspannung zu vollkommenen Mäanderkurven und damit zu Nutzeffekten von annähernd 100 % gelangen, wobei die Leistung der Grundfrequenz etwa

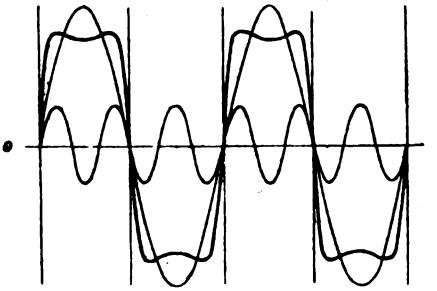


Fig 9

80 % wird, da die Strom- und Spannungsamplituden das 1,28 fache der „Mäanderamplitude" sind.

Auch in diesem Falle muß jeder der „Resonanzwiderstände" gleich $\frac{2E_B}{I_s}$ sein, wie sich aus dem Verhältnis der Strom- und Spannungsamplituden ergibt.

Ein ebenfalls mögliches Diagramm, zuerst vorgeschlagen von W. Schottky[19]), zeigt Fig. 10. Die Spannung soll sinusförmig bleiben, es befindet sich demnach im Anodenkreis nur ein einwelliges System, jedoch soll der Strom aus schmalen hohen Anstiegen während der Zeit der niedrigsten Spannung bestehen. Hierfür ist eine hohe negative Gittergleichspannung erforderlich. Die Nutzleistung enthält bei diesem Diagramm wesentlich nur die Grundfrequenz.

Gewisse Röhrenkonstruktionen neigen zu hohen Nutzeffekten, ohne einen besonderen Schaltungskniff, was sich an der Hand der Strom- und Spannungskurven gut verfolgen läßt. Es sind dies Röhren, welche mit einem Ruhestrom arbeiten, der bedeutend kleiner als $\frac{I_s}{2}$ ist. Be-

Digitized by Google

dingung hierfür ist hauptsächlich ein kleines α, doch läßt sich ein zu großes α zum Teil durch negative Gitterspannung kompensieren. Der hohe Nutzeffekt von Röhren kleinen Ruhestromes ergibt sich daraus, daß der Anodenstrom fast eine halbe Periode lang, während die Anodenspannung hoch ist, gleich Null wird (Fig. 10). Derartige Röhren haben

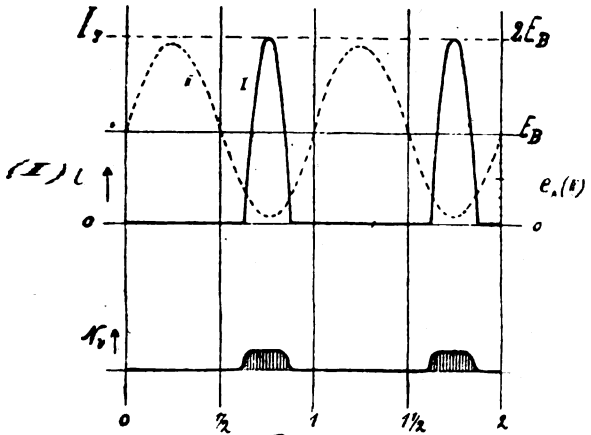


Fig. 10

den besonderen Vorteil, daß beim Aussetzen der Schwingungen die Belastung der Anode, die gleich $I_R \cdot E_B$ ist, kleiner sein kann, als die Schwingungsbelastung, so daß im Ruhezustand keine Gefahr der Zerstörung eintritt, während bei einer Kurvenform etwa von Fig. 6 die Anodenbelastung sich beim Aussetzen der Schwingungen verdoppeln müßte. Die Gitterspannungsamplitude läßt sich auch bei nichtsinusförmigem Strome der Fig. 10 leicht ablesen. Es soll, während die Anodenspannung ganz klein wird, die resultierende Spannung auf E_a ansteigen, so daß wir, genau wie in Gleichung (18), erhalten:

$$\mathfrak{E}_g = E_a - E_g \tag{21}$$

ein sehr allgemein gültiges Resultat für gut ausgenutzte Röhrenschaltungen. Wenn man die Röhren so baut, daß E_g gleich Null werden kann, ergibt sich

$$\mathfrak{E}_g = E_a \tag{22}$$

In der Halbperiode negativer Gitterspannung bei Diagramm Fig. 10 wird auch die resultierende Spannung sehr lange Zeit negativ, daher der Strom sehr lange gleich Null. Der notwendige Wert von $\mathfrak{N}$ folgt

Digitized by Google

aus der Amplitude des Anodenwechselstromes. Diese läßt sich auf folgendem Wege berechnen: Man verwandelt i_A aus einer Spannungsfunktion in eine Zeitfunktion, da man die sinusförmigen Gitter- und Anodenspannungen kennt. Nun sucht man die Leistung dieses Stromes auf einen „Resonanzwiderstand", indem man das Integral über den Strom und eine sinusförmige Spannung richtiger Phase bildet. Dieses Integral setzt man der Leistung eines sinusförmigen Stromes und derselben sinusförmigen Spannung gleich, dann ist dessen Amplitude die gesuchte. Es ist dies eine Fouriersche Zerlegung mit physikalischem Hintergrund. Man erhält demnach:

$$\nu \int_0^T \frac{1}{K}(E_g + \mathfrak{E}_g \sin \omega t + \alpha E_B - \alpha \mathfrak{E}_A \sin \omega t)^{3/2} \sin \omega t \cdot dt$$

$$= \nu \int_0^T \mathfrak{J}_A \sin \omega t \sin \omega t \, dt = \frac{\mathfrak{J}_A}{2}$$

wobei etwaige imaginäre Teile als Null gelten, da bei negativer resultierender Spannung der Strom gleich Null ist. Führt man außerdem eine Integration des Anodenstromes aus, so kennt man alle notwendigen Größen. Die folgende Tabelle gibt Beispiele dieser Zerlegung für drei verschiedene Werte von α unter den gleichen Bedingungen:

$R = 5000$ $\quad E_B = 2000$ Volt $\quad i_{max.}$ resp. $I_e = 0{,}200$ Amp.
$E_g = 0$ Volt $\quad \mathfrak{E}_A = 1850$ Volt $\quad \mathfrak{E}_g$ nach Bedarf (etwa 100 Volt)

α	I_B	I_A	$\mathfrak{J}_A$	$\mathfrak{R}$	$N_=$	N	$\eta\%$	H
0,02	0,051	0,075	0,103	18000	150	95	63	0,47
0,01	0,018	0,063	0,097	19000	126	90	71	0,45
0,001	< 0,001	0,055	0,091	20300	110	84	76	0,42

(Die Bedeutung von H ist auf der nächsten Seite erklärt.)

Die Werte von $\mathfrak{R}$ ändern sich wenig, sie liegen in der Nähe von $\frac{2E_B}{I_e}$. Die Grundschwingungsamplitude und die Leistung sinken langsam bei verkleinertem α.

Es sind hierbei einige Vernachlässigungen gemacht, erstens, daß der Sättigungspunkt etwas von der $e^{3/2}$-Kurve abweicht, zweitens, daß der Gitterstrom den Anodenstrom um mehrere Prozente herabsetzen wird. Durch letzteres muß die Leistung merklich leiden, der Nutzeffekt nur unmerklich.

Digitized by Google

Andererseits kann schon durch eine kleine Erhöhung der Gitterwechselspannung der Strom längere Zeit auf der Sättigung bleiben. Hierdurch würde sowohl I_A als $\mathfrak{S}_A$ wieder vergrößert und so die Leistung erhöht, so daß sich die Vernachlässigungen etwa herausheben. Der Nutzeffekt würde jedoch sinken, weil die Restspannung mit der Gitterspannung steigt.

Besondere Betrachtungen über Einsetzen und Ansteigen der Schwingungen, die die dynamische Möglichkeit obiger Zahlen dartun, sollen später folgen.

Die Leistung, die eine Senderöhre geben kann, läßt sich ungefähr angeben. Die Leistung nach Fig. 7 ist:

$$N = \frac{E_B I_e}{4} \tag{23}$$

Nach Diagramm Fig. 8 sich läßt jedoch eine höhere Leistung erwarten. Man kann darlegen, daß der mittlere Anodenstrom, wenn er die stärksten Wechselkomponenten enthalten soll, zweckmäßig nicht größer als $\frac{I_e}{2}$ sein darf. Die Batterieleistung ist dann $\frac{E_B \cdot I_e}{2}$. Gelingt es etwa nach Diagramm Fig. 8, durch Hinzufügung einiger harmonischer die Verlustleistung (abgesehen von der Restspannung) ganz zu beseitigen, so können wir mit annähernd 100 % Nutzeffekt, d. h. mit der maximal möglichen Leistung von: $N = \frac{E_B \cdot I_e}{2}$ rechnen. (24)

Es empfiehlt sich eine Größe, genannt H, der Leistungsfaktor, einzuführen, die das Verhältnis der wirklichen Kreisleistung zu dieser maximal möglichen bedeutet; sie kennzeichnet den Grad der Leistungsausnutzung einer Senderanordnung:

$$H = \frac{2N}{E_B \cdot I_e} \tag{25}$$

Die Größe H liegt für durchschnittliche Anordnungen zwischen 0,40 und 0,50 (genannt 40 bis 50 %); für Diagramm Fig. 7 ist nach Gleichung (23):

$$H = 0{,}50$$

Für das Diagramm der Fig. 11 wird der mittlere Gleichstrom etwa $0{,}35\, J_e$ betragen, Da der Nutzeffekt dabei auf 65 bis 70 % ansteigen kann, ist die zu erwartende Leistung:

$$N = 0{,}35\, I_e \cdot E_B \cdot 0{,}70 = 0{,}24\, I_e E_B$$
$$H = 0{,}48$$

Digitized by Google

Geringer wird allerdings die Leistung für Diagramm Fig. 10 werden. Der mittlere Gleichstrom wird etwa $\frac{I_s}{8}$ betragen, der Nutzeffekt 90 %. Daher

$$N = 0{,}11\, I_s \cdot E_B, \qquad H = 0{,}22$$

Es können also die höchsten Nutzeffekte sowohl bei voller Leistung (Fig. 8) als bei stark verringerter Leistung (Fig. 10) eintreten.

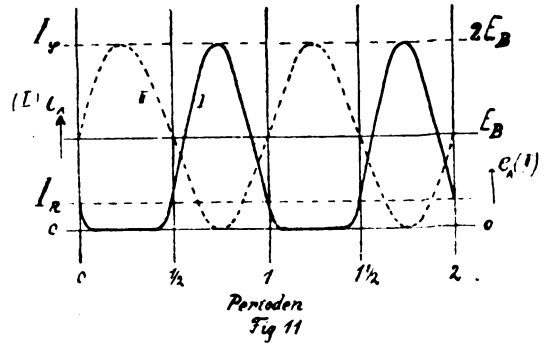


Fig 11

IV. Die Definition des inneren Widerstandes der Röhre, sowie der Zusammenhang von Nutzeffekt, innerem und äußerem Widerstand.

A. Ohne Rückkopplung.

Die Bedingungen für guten Nutzeffekt der Röhre sowohl in Verstärkerschaltung (Fremderregung) als in Senderschaltung (Selbsterregung) sind zunächst von denen einer normalen Wechselquelle abweichend. Bei einer normalen Quelle (Maschine z. B.) erhält man die maximale Leistung, wenn der äußere Widerstand gleich dem inneren ist. Der Nutzeffekt ist dann 50 %. Ein hoher Nutzeffekt läßt sich nur durch einen gegen den inneren Widerstand hohen äußeren (Nutzwiderstand) erreichen. Bei der Röhre ist für sinusförmige Erregung ebenfalls die maximale Leistung mit einem Nutzeffekt von 50 % verbunden. Da der äußere Widerstand hierbei $\frac{2E_B}{I_s}$ sein muß, wird nahegelegt, den inneren Widerstand $\mathfrak{R}_i$ als ebensogroß anzunehmen (was sich jedoch als nicht allgemein zutreffend erweisen wird).

Abweichend von den Eigenschaften anderer Generatoren ist aber die Tatsache, daß sich durch Erhöhung des äußeren Widerstandes gegen den inneren der Nutzeffekt nicht erhöhen läßt, sondern daß er

Digitized by Google

nur sinken müßte. Es würde z. B., wenn $\Re = 10 \cdot \frac{2E_B}{I_s}$ würde, $X = 1$, jedoch $Y = \frac{1}{10}$ werden, so daß $\eta = \frac{XY}{2} = 5{,}0\,\%$ würde, während man in einem normalen Gleich- oder Wechselstromkreis bei $\Re = 10\,\Re_i$ einen Nutzeffekt von 91 % bekäme. Der Grund liegt darin, daß die Röhre zwar ein Wechselstromgenerator, aber gleichzeitig ein Gleichstromverbraucher ist, wobei die beiden Leistungen

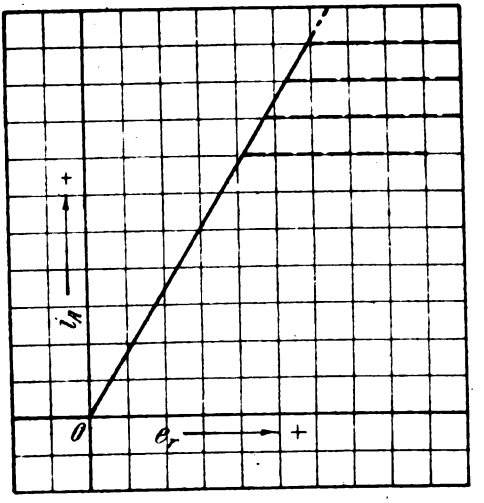


Fig. 12.

zunächst voneinander ganz unabhängig sind. Betrachten wir nämlich die von der Röhre erzeugte Wechselstromleistung allein, so läßt sich zeigen, daß genau die gleichen Gesetze gelten wie bei einem anderen Generator, daß also auch der Nutzeffekt beliebig erhöht werden kann, wenn man den äußeren Widerstand groß gegen den inneren macht.

Die Frage, wieviel von der aufgenommenen Gleichstromleistung die Röhre in Wechselstromleistung umsetzen kann, ist davon ganz zu trennen.

Zur Klärung dieser prinzipiellen Fragen wollen wir eine vereinfachte Stromspannungskurve annehmen, wie sie die Fig. 12 zeigt. Der Strom soll bei positiven resultierenden Spannungen linear sein, negative sollen nicht benutzt werden; wir können, um bei einem plausiblen Vergleich zu bleiben, für letztere den Strom gleich Null setzen. Ebenso

Digitized by Google

ist die Annahme eines Sättigungsstromes unerheblich. Diese Stromspannungskurve soll für Fremderregung diskutiert werden, denn die gesamten Phasen- und Nutzeffektsbetrachtungen der Fig. 7, 8, 10, 11 sind von Selbsterregung oder Fremderregung unabhängig. Es läßt sich auch leicht einsehen, daß die angenommene Stromspannungskurve dieselben generellen Resultate liefern muß, als die $e^{3/2}$-Kurve. Wir werden, wo es auf Einzelheiten ankommt, zu der wahren $e^{3/2}$-Kurve zurückkehren. Die angenommene Kurve Fig. 12 wird also folgende Gleichung haben:

$$i_A = \frac{1}{Q} e_r = \frac{1}{Q}(e_g + \alpha e_A) \tag{26}$$

Dem Gitter soll eine Wechselspannung einer einzigen Frequenz zugeführt werden, die Schaltung soll die der Fig. 5 sein, wobei entweder der Kreis in Resonanz mit der Wechselspannungsfrequenz gedacht ist, oder durch einen reinen Ohmschen Widerstand unter Vermeidung eines Gleichspannungsabfalles (Transformators) ersetzt ist. Daß die Gitterspannung keine nennenswerte Leistung zu dem Wechselstromvorgang im Anodenkreise beiträgt, geht aus der Verstärkertheorie (s. Teil II) hervor. Bei Vorhandensein eines Wechselstromvorganges erhalten wir

$$I_A + i_A = \frac{1}{Q}(E_g + w_g + \alpha E_B - \alpha \Re i_A) \tag{27}$$

Betrachten wir den Wechselstromvorgang allein, so ergibt sich:

$$i_A = \frac{1}{Q}(w_g - \alpha \Re i_A) \tag{28}$$

oder

$$\frac{\mathfrak{E}_g \sin \omega t}{\alpha} = \frac{Q}{\alpha} \mathfrak{J}_A \sin \omega t + \Re \mathfrak{J}_A \sin \omega t \tag{29}$$

und

$$\frac{\mathfrak{E}_g \mathfrak{J}_A}{2\alpha} = \frac{Q \mathfrak{J}_A^2}{2\alpha} + \Re \frac{\mathfrak{J}_A^2}{2} \tag{30}$$

Gleichung (29) ist eine Spannungsgleichung, (30) eine Leistungsgleichung, und zwar zeigen beide, daß in einem Kreise eine E.M.K. und eine Leistung existieren, die sich auf zwei Widerstände verteilen. Der äußere Widerstand ist $\Re$, der innere ist folglich:

$$\Re_i = \frac{Q}{\alpha} \tag{31}$$

eine bereits bekannte Gleichung [siehe Gleichung (10)], die auch direkt

Digitized by Google

durch Differentiation aus Gleichung (26) gefunden werden konnte. Es bedeutet daher:

$$N = \mathfrak{R}\,\frac{\mathfrak{J}_A^2}{2} \quad \text{die Nutzleistung} \tag{32}$$

$$N_i = \frac{Q}{\alpha} \cdot \frac{\mathfrak{J}_A^2}{2} \quad \text{die Leistung des Wechselstromes auf den inneren Widerstand.} \tag{33}$$

Ferner ergibt sich das interessante Resultat:

$$\text{E.M.K.} = \frac{\mathfrak{E}_g \sin \omega t}{\alpha} \tag{34}$$

das natürlich eine symbolische Bedeutung hat, denn diese E.M.K. ist keine wahre Energiequelle.

Die Gleichungen (29) und (30) geben als Bedingung größter Leistung:

$$\mathfrak{R} = \frac{Q}{\alpha} \text{ und } \eta = 50\,\% \tag{35}$$

ferner für größten Nutzeffekt:

$$\mathfrak{R} > \frac{Q}{\alpha} \tag{36}$$

also absolut normale Wechselstromverhältnisse. Es ist jedoch lediglich von Wichtigkeit, wieviel Wechselstromleistung die Röhre mit Hilfe der aufgenommenen Gleichstromleistung hervorbringen kann, und wieviel von dieser letzteren schließlich in die Nutzleistung $\frac{\mathfrak{J}_A^2 \mathfrak{R}}{2}$ überführt werden kann. Wenn wir diesen Gedanken ganz unter den Annahmen folgen, daß die Anodenströme und Spannungen zwar rein sinusförmig bleiben, aber gerade bis auf Null heruntergehen, so daß wir

$$\mathfrak{J}_A = I_B = \frac{1}{Q}(E_g + \alpha E_B) = \frac{I_s}{2} \text{ und } \mathfrak{E}_A = E_B \text{ und daher } \mathfrak{R} = \frac{E_B}{I_B}$$

setzen können, so finden wir folgende Resultate.

Die genannte Wechselstromleistung steht zur Gleichstromleistung in der Beziehung:

$$\frac{N + N_i}{N_-} = \frac{\mathfrak{J}_A^2 \left(\mathfrak{R} + \frac{Q}{\alpha}\right)}{2 E_B I_s} = \frac{E_g + 2\alpha E_B}{2\alpha E_B} = 1 + \frac{E_g}{2\alpha E_B} \tag{37}$$

d. h. sie kann sogar größer als die Gleichstromleistung sein, ein lediglich formal diskutables Resultat.

Digitized by Google

Die maximale Nutzleistung bleibt unter diesen Umständen:

$$\frac{N}{N_=} = 0{,}50; \text{ also } \eta = 50\,\% \tag{38}$$

Dabei muß der äußere Widerstand stets folgender sein:

$$\mathfrak{R} = \frac{Q}{\alpha}\ \frac{\alpha E_B}{\alpha E_B + E_g} = \frac{2E_B}{I_s} \tag{39}$$

Da der innere Widerstand stets $\mathfrak{R}_i = \frac{Q}{\alpha}$ bleibt, muß also der äußere je nach E_g größer oder kleiner als der innere sein.

Noch auffallender werden die Resultate, wenn wir von der Sinusform abgehen und z. B. mäanderförmige Gitterspannung zuführen, wobei ein Organ in dem Anodenkreis liegen soll, das für alle vorkommenden Frequenzen dasselbe $\mathfrak{R}$ hat.

Die Gitterspannung würde dann:

$$\mathfrak{w}_g = g(\sin \omega t + \tfrac{1}{3} \sin 3\omega t + \tfrac{1}{5} \sin 5\omega t + \tfrac{1}{7} \sin 7\omega t \ldots) \tag{40}$$

Für J_A und $\mathfrak{E}_A$ entstehen ähnliche Funktionen.

Die gesamte Wechselstromleistung wird dann doppelt so groß als im Falle der Sinusform, so daß auch

$$\frac{N + N_i}{N_=} = 2 + \frac{E_g}{\alpha E_B} \tag{41}$$

ferner $\eta = 100\,\%$ wird. Es bleiben jedoch

$$\mathfrak{R}_i = \frac{Q}{\alpha} \text{ und } \mathfrak{R} = \frac{Q}{\alpha} \cdot \frac{\alpha E_B}{E_g + \alpha E_B} = \frac{2E_B}{I_s}$$

so daß man einen Nutzeffekt von $100\,\%$ bezogen auf die Gleichstromleistung sowohl mit kleineren als auch größeren äußeren Widerstand bekommen kann, als der innere beträgt.

Es sind hierbei keine widersinnigen Annahmen gemacht worden, es sind stets Spannung und Strom positiv gerichtet geblieben, wie das bei einem Apparat ohne Energiequelle notwendig ist. Lediglich die „Restspannung" ist unberechtigterweise gleich Null angenommen worden, was aber geringe Bedeutung hat, da man sie im Vergleich zu $\hat{E}_B$, gegen die sie in Betracht kommt, sehr klein machen kann.

Eine allgemeine Bedingung, wie innerer und äußerer Widerstand, Gitterspannungen und Konstanten der Röhre festzusetzen sind, um einen guten Nutzeffekt zu erhalten läßt sich aus der obigen Betrachtung leider nicht geben. Sie könnte auch, wenn sie alle diese Größen enthalten sollte, nur die Form einer Fourierschen Funktion haben,

Digitized by Google

da unendlich viele Möglichkeiten vorhanden sind. Wir können diese Bedingung nur in Form eines Integrals erhalten, wie es schon H. Barkhausen[30]) für eine ganze Reihe von Generatoren aufgestellt hat, und wir können auch die obigen Größen in dem Integral nicht unterbringen. Die Barkhausensche allgemeine Betrachtung bezieht sich auf einen Widerstand in Verbindung mit einer Gleichspannungsquelle, welcher als Wechselstromgenerator infolge Variation des Widerstandes wirkt.

Die Röhre gehört, wie schon erwähnt, zu derselben Klasse. Wir können sie demnach als einen Widerstand der Größe $\mathfrak{R}_i' + \mathfrak{R}_i'' \varphi(t)$ betrachten. Die Funktion $\varphi(t)$ muß aus der gewünschten Stromform, resp. der zugeführten Gitterspannung abgeleitet werden. Sie ist keineswegs sinusförmig, wenn der Strom sinusförmig ist.

Nach dieser Darstellungsweise würde der Widerstand der Röhre eine Funktion nicht nur der Röhrenkonstanten, der Gleichspannungen und der Gitterwechselspannung, sondern auch der Anodenwechselspannung. Man wird nun für die Gitterwechselspannung einen Fourierschen-Ansatz machen müssen, ebenso für die Anodenspannung. Da letztere eine abgeleitete Größe, die unabhängige vielmehr der äußere Widerstand ist, kommt $\mathfrak{R}$ in die Formel des variablen Widerstandes der Röhre hinein. Ist nun $\mathfrak{R}$ ein Resonanzwiderstand für mehrere Frequenzen, so erhalten wir eine so große Anzahl von Koeffizienten im Ausdruck für den Widerstand der Röhre, daß sich mit Hilfe der wenigen Bedingungsgleichungen, die wir für guten Nutzeffekt aufstellen können, gar keine Schlüsse auf die erforderliche Größe der Koeffizienten ziehen lassen. Auch wenn man sich auf einen äußeren Widerstand für eine Frequenz beschränkt, wird es nicht viel nutzbringender. Es soll daher hier darauf verzichtet werden, diese Momentanwiderstände der Röhre, die ja in jedem Augenblick gleich Gesamtspannung dividiert durch Gesamtstrom, also stets positiv, sind, allgemein durch Formeln darzustellen.

Wir bekommen als Bedingung lediglich die, welche sich schon aus den Verlustleistungskurven Fig. 7, 8, 10, 11 ablesen läßt, nämlich:

$$\int_0^T (I_A + i_A)(E_B + v_A)\, dt = 0$$

resp. sehr klein. Es bedeutet für diesen Fall eigentlich nur eine Binsenwahrheit des Inhaltes, daß man, um den Nutzeffekt gleich 100 % zu machen, die Verluste gleich Null machen muß.

Trotzdem kommt man mit dem Verlustintegral, resp. mit der

Digitized by Google

Betrachtung der obengenannten Diagramme für Ströme, Spannungen und Verlustleistung viel weiter, als mit allen Widerstandsdefinitionen.

Da kein Teil dieses Integrals negativ werden kann, müßte für jeden Augenblick das Produkt von gesamter Anodenspannung und gesamtem Anodenstrom gleich Null sein. Dies ist nur möglich, wenn $\mathfrak{R}_i' + \mathfrak{R}_i'' \varphi(t)$ einerseits gleich ∞, andererseits gleich Null resp. sehr klein gegen den Nutzwiderstand werden kann, hinreichend ist jedoch nur die Bedingung: der Momentanwiderstand darf nur gleich ∞ oder sehr klein sein.

B. Der Einfluß der Rückkopplung.

Für die Eigenerregung einer Röhre sind die bisher definierten Größen des inneren Widerstandes aber nicht zutreffend. Es ist nämlich zu berücksichtigen, daß die Gitterspannung eine Funktion der Anodenspannung wird, was durch die „Rückkopplung" bewirkt wird. Wir müssen daher setzen:

$$I_A + i_A = \frac{1}{Q}(E_g + k\,\mathfrak{w}_A + \alpha E_B + \alpha\,\mathfrak{w}_A) \tag{42}$$

wobei k den Rückkopplungsfaktor, das Verhältnis von Gitterwechselspannung zu Anodenwechselspannung bedeutet, das je nach der Phase auch negativ oder komplex werden könnte.

Aus dieser Formel (42) kann man ableiten, wie groß zur Aufrechterhaltung von Eigenschwingungen k sein muß, d. h. wann die Röhre einsetzt. Wir brauchen nur in Gleichung (29) $\mathfrak{E}_g$ durch $k\,\mathfrak{E}_A$ und $\mathfrak{J}_A$ durch $-\frac{\mathfrak{E}_A}{\mathfrak{R}}$ zu setzen, dann erhalten wir

$$\frac{k\,\mathfrak{E}_A}{\alpha} = -\frac{Q}{\alpha}\frac{\mathfrak{E}_A}{\mathfrak{R}} - \mathfrak{E}_A$$

und

$$k = -\frac{Q}{\mathfrak{R}} - \alpha \tag{43}$$

was vor allem auf den oben erwähnten (s. III A) Phasenunterschied von 180° hindeutet[21]) D. h. bei beliebiger Stromamplitude können sich die Schwingungen selbst aufrecht erhalten. Die Schwingungen werden also noch nicht ansteigen, vielmehr stellt

$$k = -\frac{Q}{\mathfrak{R}} - \alpha$$

gerade die Grenze dar.

Digitized by Google

Wir können diesen Ausdruck leicht auf die wahre Stromspannungskurve $i_A = \frac{1}{K}(e_g + \alpha e_A)^{3/2}$ übertragen, indem wir die Gerade $i_A = \frac{1}{Q} e_r$ als Tangente an der wahren Kurve auffassen, wobei wie in Formel (6)

$$Q = \frac{2K}{3\sqrt{E_g + \alpha E_B}}$$

wird. Wir erhalten dann als notwendige Rückkopplung für die Grenze des Einsetzens:

$$k = -\frac{2K}{3\Re\sqrt{E_g + \alpha E_B}} - \alpha \tag{44}$$

Dieser Ausdruck bedeutet, daß zur Erzeugung von Schwingungen sowohl die Flachheit der Stromspannungskurve, als auch die ungünstige Anodenspannungsrückwirkung[22]) überwunden werden muß. Diese beiden Einflüsse arbeiten einander entgegen, soweit die Flachheit von α abhängt. Daher findet man in Abhängigkeit von α ein (negatives) Minimum für k, d. h. einen Punkt leichtesten Einsetzens bei:

$$\alpha = \sqrt[3]{\frac{K^2}{9\Re^2 E_B}} - \frac{E_g}{E_B} \tag{45}$$

wofür man auch

$$e_r = \left(\frac{K E_B}{3\Re}\right)^{3/2} \tag{46}$$

schreiben kann.

Die Fig. 18 zeigt Beispiele der notwendigen Rückkopplung für verändertes α bei folgenden Konstanten:

$$K = 5000 \qquad E_B = 2000$$
$$\Re = 20000 \qquad E_g = 0$$

Das Optimum: $k = -0{,}045$ liegt bei: $\alpha = 0{,}015$.

Die Gittergleichspannungen haben einen bedeutendem Einfluß auf das Einsetzen der Schwingungen und damit auf das notwendige k. In Fig. 18 zeigen die schwach gezogenen Kurven das k bei den Gitterspannungen + 40 Volt, + 20 Volt, − 20 Volt und − 40 Volt. Positive Gitterspannung erleichtert also das Einsetzen, negative erschwert es. Unter allen Umständen muß aber der Betrag von k größer sein als der von α.

Die Gerade, auf der alle Optima der k-Kurven liegen, stellt eine konstante resultierende Spannung [Gleichung (46)] und infolgedessen

Digitized by Google

einen konstanten Ruhestrom dar. Man kann aus (46) ablesen, indem man $e_r = (I_R K)^{2/3}$ setzt:

$$I_R = \frac{E_B}{3\mathfrak{R}} \tag{47}$$

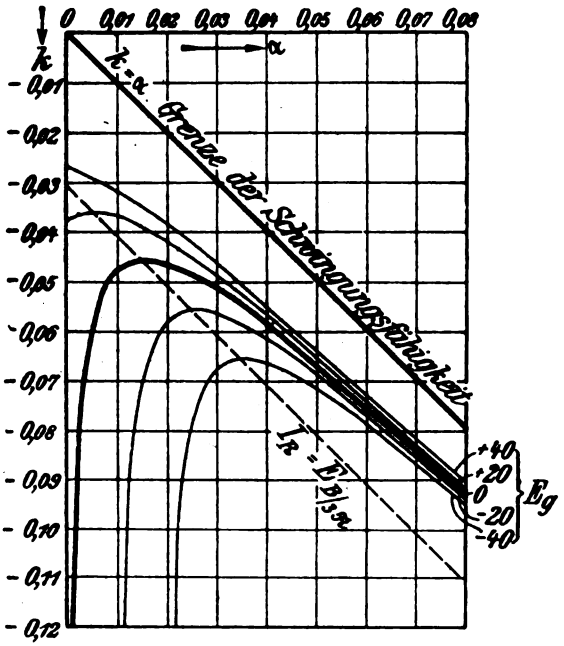


Fig. 13.

Da nun bei einer gut ausgenutzten Röhre vom Typus Fig. 11 der äußere Widerstand $\mathfrak{R} = \frac{2E_B}{I_s}$ sein muß, resp. einige Prozent kleiner, so erhält man aus (47) für diesen Fall:

$$I_R = \sim \frac{1}{5} I_s \tag{48}$$

als notwendigen Ruhestrom für alle Optima des Durchgreifens vom Standpunkte des Einsetzens betrachtet. Allerdings würden für höhere Gitterspannungen die Optima in das nicht realisierbare Gebiet negativen Durchgreifens fallen. Für $E_g = 0$ ergibt sich aus (45) und (48) die Beziehung.

Digitized by Google

$$\alpha_{opt.} = \frac{1}{E_B}\left(\frac{K I_s}{5}\right)^{2/3} \tag{49}$$

Die Rückkopplung läßt sich jedoch noch anders definieren als es in (42) geschehen ist, und zwar ist dies eine Schaltungsfrage, nicht lediglich eine Definitionsfrage. Man kann die Schaltung zur Schwingungserzeugung so einrichten, daß die rückgeführte Gitterspannung proportional der Anodenspannung ist, dann gilt die durch k ausgedrückte obige Definition. Macht man jedoch die Gitterspannung proportional dem Anodenstrom, so soll dies durch den Rückkopplungsfaktor k' ausgedrückt werden. Man erhält analog (42) den Stromspannungsansatz:

$$I_A + i_A = \frac{1}{Q}(E_g + k' i_A + \alpha E_B + \alpha w_A) \tag{50}$$

woraus man nach Abtrennung des Wechselstromvorganges wie in (29 folgenden Wert findet:

$$k' = Q + \alpha R \tag{51}$$

Der Rückkopplungsfaktor k' ist nicht wie k dimensionslos, sondern er hat die Dimension eines Widerstandes, er steht zu k in der Beziehung, die auch für die $e^{3/2}$-Kurve gilt:

$$k' = -k\mathfrak{R} \tag{52}$$

Das Durchgreifen macht sich gegenüber k' ebenso bemerkbar wie gegenüber k, es ergeben sich genau dieselben Optima, wie sie durch die Gleichungen (45) bis (49) dargestellt werden. Dagegen machen sich folgende Unterschiede geltend: Bei einer Schaltung gemäß k wird eine Vergrößerung von $\mathfrak{R}$ (Verkleinerung von R) das k verkleinern, wie aus (43) hervorgeht, d. h. das Einsetzen erleichtern, während bei einer Schaltung gemäß k' durch Vergrößerung von $\mathfrak{R}$ das Einsetzen erschwert wird. Beides gilt genau so für die $e^{3/2}$-Kurve, wobei die zu (44) analoge Gleichung heißt:

$$k' = \frac{2K}{3\sqrt{E_g + \alpha E_B}} + \alpha\mathfrak{R} \tag{53}$$

die also die Grenze für das Einsetzen angibt.

Es ist hiermit nicht gesagt, wieweit bei vergrößerter Rückkopplung die Schwingungen ansteigen, vielmehr ist das eine Funktion der Krümmung. Liegt der Ruhestrom tief, so kann der Fall eintreten, daß bei einer bestimmten Rückkopplung die Röhre nicht einsetzt, jedoch mit größerer Amplitude schwingen kann, weil sie in Gebiete steilerer Charakteristik hineinkommt. Liegt er dagegen hoch, so wird

Digitized by Google

die Röhre zwar leichter einsetzen, aber schwerer eine hohe Amplitude erreichen. Sie kann im ersteren Fall stabil gegen kleinere Schwingungen[23]), dagegen unstabil gegen größere sein. Es muß also in allen Fällen die Rückkopplung etwas fester gemacht werden, als die Gleichung (44) angibt.

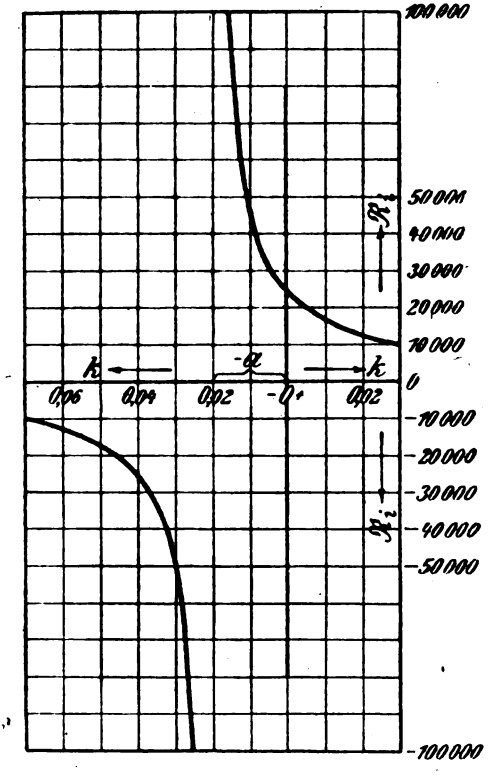


Fig. 14.

Unter Berücksichtigung der Rückkopplung erhalten wir als inneren Widerstand aus Gleichung (42) für eine lineare Charakteristik:

$$\frac{d w_A}{d i_A} = \Re_i = \frac{Q}{\alpha + k} \tag{54}$$

Tragen wir diese Funktion in eine Kurve auf (Fig. 14), so erhalten wir: bei positivem k wird der innere Widerstand der Röhre verkleinert, sie wird eine schlechte Verstärkerröhre, sie würde jedoch von einer

Digitized by Google

ihr im Anodenkreis zugeführten Schwingungsenergie viel absorbieren. Bei negativem k wird der innere Widerstand allmählich bis ∞ wachsen, dann von $-\infty$ her negativ bleiben. Wir haben also ein Organ negativer Charakteristik vor uns, sowie $-k$ größer als α wird. Wir können daher unter gewissen Bedingungen eine Schwingungserzeugung erwarten.

Es muß hier hervorgehoben werden, daß die gebräuchliche Ausdrucksweise: „Ein schwingungsfähiges System, das einen negativen Widerstand enthält, erregt sich dann selbst, wenn der Gesamtwiderstand für diese Frequenz negativ ist", auf die vorliegende Schaltung nicht so angewendet werden darf, daß man als negativen Widerstand $\mathfrak{R}_i = \frac{Q}{\alpha + k}$ und als positiven $\mathfrak{R} = \frac{\omega^2 L^2}{R}$ setzt. Vielmehr ist die Bedingung einzuhalten: „Das Dekrement muß für die Schwingung negativ sein." Zu diesem Zwecke übersetze man den verzweigten Kreis in einen reinen Serienkreis, indem man als Gesamtwiderstand: $R + \frac{L}{\mathfrak{R}_i C_1}$ setzt. (C_1 ist result. Kapazität aus C und L_1). Das bedeutet, daß in einem Kreise, der L, C_1 und R in Serie enthält, parallel zu L resp. C_1 der Widerstand $\mathfrak{R}_i$ liegt. Die Bedingung für die Selbsterregung wird dann:

$$R + \frac{\omega^2 L^2}{\mathfrak{R}_i} \leqq 0 \qquad (55)$$

Am sichersten wird man stets von einer Differentialgleichung ausgehen, wie das in einem sehr ähnlichen Fall A. W. Hull[24]) tut.

Man kann jedoch folgende Gesetzmäßigkeit für das Ansteigen der Schwingungen durch negative Widerstände aufstellen: Drückt der Kreis dem negativen Widerstand seinen Strom auf (Serienschaltung wie bei Poulsenlampe) so muß die dabei entstehende Spannung höher sein als sie der positive Widerstand bei demselben Strom braucht. Drückt der Kreis dem negativen Widerstand aber eine bestimmte Spannung auf (Schwungradschaltung wie bei Röhre) so muß der dabei entstehende Strom höher sein als der vom positiven Widerstand gleichzeitig verbrauchte. Daraus ergibt sich: Bei Serienschaltung muß der negative Widerstand einen größeren Betrag haben, als der positive, bei Schwungradschaltung einen kleineren.

Wenn wir bei obiger Darstellungsweise bleiben, so kann diese Bedingung folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\mathfrak{R}_i + \mathfrak{R} \geqq 0 \qquad (56)$$

wobei: $\mathfrak{R}_i < 0$. Die Grenze bildet also die Bedingung $\mathfrak{R} + \mathfrak{R}_i = 0$.

Digitized by Google

Wir erhalten daraus genau wie auf dem ersten Wege (48)

$$\frac{Q}{\alpha + k} + \Re = 0 \tag{57}$$

oder als Bedingung für die Schwingungsfähigkeit:

$$-\frac{Q}{\Re} = \alpha \geqq k > -\infty \tag{58}$$

An der Grenze hat der Kreis eine besondere Eigenschaft, er ist nämlich dämpfungslos[25]), da jeder Schwingungszustand bestehen bleibt. An dem Punkte $\Re_i = +\infty$ tritt ebenfalls eine Besonderheit auf, die Röhre ist hier gegen eine im Anodenkreis zugeführte Wechselspannung neutral, sie absorbiert nichts.

Für die wirkliche e^g/i-Kurve kann der innere Widerstand bei Rückkopplung aus (46) und (6) gefunden werden, jedoch gilt dieser Wert nur für kleine Amplituden. Er lautet dafür:

$$\Re_i = \frac{2K}{3(\alpha + k)\sqrt{E_g + \alpha E_B}} \tag{59}$$

Für größere Amplituden wird $\Re_i$ mehr und mehr von der Zeit abhängig. Es wird dann im Arbeitszustande die Röhre nicht mehr einen konstanten negativen inneren Widerstand vorstellen, sondern $\Re_i$ wird variieren. Aus

$$i_A = \frac{1}{K}(E_g + k\,w_A + \alpha E_B + \alpha\,w_A)^{3/2} \tag{60}$$

finden wir

$$\Re_i = \frac{2K^{2/3} i_A^{-1/3}}{3(k + \alpha)} = \frac{2K}{3(k + \alpha)\sqrt{E_g + \alpha E_B + (\alpha + k)\,w_A}} \tag{61}$$

Die Fig. 14 zeigt ein Beispiel eines solchen Widerstandes für eine Röhre mit folgenden Größen:

$K = 5000$	$E_B = 2000$ Volt
$\alpha = 0{,}02$	$E_G = 0$
$k = 0{,}05$	$w_A = 1900 \cdot \sin \omega t$.

Der äußere Widerstand $\Re$ muß auf dem Umwege über die aus der Stromkurve zu errechnende Amplitude der Grundfrequenz gewonnen werden.

Das Strom- und Spannungsdiagramm dieses Beispieles ist ähnlich dem der Fig. 11. Der negative innere Widerstand ist variabel mit der Steilheit der Charakteristik, springt aber während der Zeiten negativer resultierender Spannungen[26]) auf $-\infty$. Die augenblicklichen

Digitized by Google

Widerstände der Röhre $\Re_m = \frac{E_B + \nu_A}{I_A + i_A}$ entsprechend dem Ausdruck: $\Re_i' + \Re_i'' \varphi(t)$, (Kap. IV A) sind damit keineswegs identisch, schon weil sie dauernd positiv sind. Eine Röhre der Charakteristik Fig. 12 würde

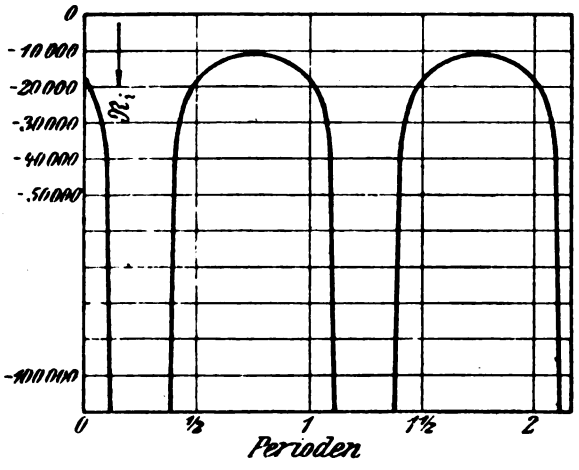


Fig. 15.

z. B. bei gerade ausgenutzten Amplituden der sinusförmigen Ströme und Spannungen den inneren Widerstand:

$$\Re_i = \frac{Q}{\alpha + k} \tag{62}$$

und da

$$k = -\frac{Q}{\Re} - \alpha, \text{ und } \frac{E_B}{\frac{1}{Q}(E_g + \alpha E_B)} = \frac{2 E_B}{I_s}$$

ist, den Widerstand

$$\Re_i = \frac{-2 E_B}{I_s} \tag{63}$$

haben. Dieser wäre also trotz eines zwischen Null und $+\infty$ schwankenden Augenblickswiderstandes von der Größe

$$\Re_m = \Re_i' + \Re_i'' \varphi(t) = \frac{2 E_B}{I_s} \cdot \frac{1 + \sin \omega t}{1 - \sin \omega t}$$

ganz konstant und negativ.

Es ist nicht bewiesen, ob die Rückkopplung k für die Widerstandskurve Fig. 15 richtig gewählt ist, ob also die Schwingungen in

Digitized by Google

dem angenommenen Zustand im Ansteigen oder Absteigen begriffen sein müßten, oder ob sie stabil sind. Es soll dies einer späteren Mitteilung vorbehalten bleiben.

V. Zusammenfassung.

1. Eine Hochvakuumröhre mit Gitter hat zwei wichtige Konstanten, K und a, deren Messung angegeben wird.

2. Die Abhängigkeit der Verstärkung von diesen Konstanten, und von den Gleichspannungen, ferner der notwendige äußere Widerstand wird angegeben, gleichzeitig die Definition des inneren Widerstandes für kleine Amplituden.

3. Die Phasen für die Erzeugung von Schwingungen müssen folgende sein: Gitterspannung und Anodenstrom in Phase, Anodenspannung um 180^0 gegen beide verschoben.

4. Die Amplituden für Sinusströme: Anodenstrom etwa gleich halbem Sättigungsstrom, Anodenspannung gleich Batteriespannung (minus Sättigungsspannung) Gitterspannung annähernd gleich Sättigungsspannung minus Gittergleichspannung. Äußerer Widerstand gleich Batteriespannung durch halben Sättigungsstrom.

5. Bei Nichtsinusform sind nur geringe Abweichungen von höchstens 1 : 2 notwendig.

6. Die möglichen Nutzeffekte für Sinusform sind $50\,\%$ maximal, für Nichtsinusform annähernd $100\,\%$.

7. Eine formale Betrachtung zeigt, daß die gesamte Wechselstromleistung bedeutend größer als die Gleichstromleistung werden kann. Es wird daraus keine Nutzeffektsregel, jedoch eine Bedingung für das Einsetzen abgeleitet. Es kann nur die allgemeine Regel gegeben werden, daß für höchste Nutzeffekte der Augenblickszustand imstande sein muß, zwischen ∞ und annähernd Null zu schwanken, daß ferner das Verlustintegral gleich Null sein muß.

8. Der innere Widerstand der Röhre ist bei Fremderregung positiv. Trotz etwa gleicher Größe von innerem und äußerem Widerstand lassen sich die höchsten Nutzeffekte erreichen, eine Besonderheit dieser Generatoren, die mit ihrer aus einem variablen Widerstand stammenden E.M.K. zusammenhängt.

9. Im Rückkopplungszustand kann der Widerstand der Röhre negativ werden, nur dann ist sie schwingungsfähig. Diese Widerstände sind nicht konstant, da sie der Krümmung der Charakteristik folgen müssen. Die notwendige Rückkopplung für das Einsetzen der Schwingungen wird angegeben.

Digitized by Google

10. Es ergibt sich für die Schwingungserzeugung, daß weder Leistung noch Nutzeffekt von den Konstanten K und α derartig abhängen, wie die Güte der Verstärkerröhre. Dagegen gehen sie in den inneren Widerstand der Röhre und damit in die Größe der notwendigen Rückkopplung ein, in den notwendigen äußeren Widerstand nur in geringem Grade. Für die Leistung sind vor allem Sättigungsstrom und Batteriespannung maßgebend, wobei die Sättigungsspannung klein gegen die Batteriespannung sein soll. Man erhält dann als Leistung durchschnittlich ein Viertel von Sättigungsstrom mal Batteriespannung. Der Einfluß zweiter Größenordnung, den das Durchgreifen auf Leistung und Nutzeffekt ausübt, läßt sich zum großen Teil durch Gittergleichspannung korrigieren.

Obigen Ausführungen liegen zahlreiche Beobachtungen und Versuche meiner Mitarbeiter zugrunde, insbesondere des Herrn Dr. W. Hausser und der Frau Dr. J. Hausser-Ganswindt, denen ich auch an dieser Stelle meinen besten Dank aussprechen möchte.

Anmerkungen.

1) J. Langmuir, Phys. Ztschr. XV, 1914, S. 348.

2) Dasselbe S. 351.

3) J. Langmuir, Gen. El. Rev. XVIII, Mai 1915, S. 336.

4) J. C. Maxwell, Treatise I, S. 203, Berechnung für drei parallele Ebenen.

5) M. Abraham, noch nicht veröffentlicht, Berechnung für eine konzentrische Zylinderanordnung.

6) Diese sehr zuverlässige Methode ist von W. Hausser aufgestellt worden, einem Mitarbeiter unseres Laboratoriums.

7) Es hat sich wie bei vielen anderen Konstanten eingebürgert, α in Prozenten auszudrücken, also statt 0,085 zu sagen: 8,5 %.

8) Der Maßstab dieser Kurven g_1 und g ist gegen den von a und b bedeutend vergrößert, dagegen ist der von g_2 mit dem von a, b und b_2 identisch.

9) Noch nicht veröffentlicht.

10) Sh. A. Meißner, Jahrb. d. drahtl. Telegr. XIV, 1. Heft (Mitteilung aus dem Laboratorium der Ges. f. drahtl. Telegr.)

11) A. W. Hull, Proc. Inst. Rad. Eng. VI, 1918, S. 1.

12) W. Schottky, Vortrag in der Deutsch. Phys. Ges. 24. Jan. 1919 u. Arch. f. El. T. 1919, S. 1.

13) M. Latour, Jahrb. der drahtl. Telegr. XII, 1917, S. 288. Auszug aus: The Electrician Dez. 1916.

14) G. Vallauri, Jahrb. der drahtl. Telegr. XII, 1917, S. 349, übersetzt nach L'Elettr. Jan. 1917.

15) A. Meißner, loc. cit. desgl. E. T. Z. 1919, Heft 7 u. 8.

16) Literaturzusammenstellung: J. Zenneck, Lehrb. d. drahtl. Telegr., 3. Aufl., S. 509.

Digitized by Google

17) Eine allgemeingültige Auseinandersetzung: H. Barkhausen, Das Problem der Schw. Erz. 1907, S. 11 u. 28.

18) Ein ähnlicher Ausdruck ist von M. Latour als optimaler Nutzwiderstand für einen Verstärker gebraucht, loc. cit. S. 295.

19) Mir mündlich mitgeteilt Januar 1917.

20) H. Barkhausen, loc. cit. S. 12.

21) G. Vallauri gibt loc. cit. S. 369 eine Bedingung für die Grenze des Einsetzens, die nach einer erheblichen Umformung, bedingt durch eine andere Schaltung und andere Konstanten mit (43) identisch ist Man setze:

$$a = \frac{1}{Q}, \quad b = \frac{\alpha}{Q}, \quad R_1 = \Re - \frac{L}{CR}$$

Auch der Ausdruck von J. Bethenod, Jahrb. der drahtl. Telegr. XII, S. 285, läßt sich nach Eliminierung der Konstanten für den Gitterstrom auf obigen bringen.

22) Der von W. Schottky, loc. cit., kurz „Anodenrückwirkung" genannte Einfluß besteht darin, daß die um 180° gegen den Anodenwechselstrom verschobene Wechselspannung den Strom hindert und herabsetzt, und zwar proportional α.

23) Diese Definition ist von H. Barkhausen, loc. cit. S. 59 auf Charakteristiken angewendet worden, die teilweise positiv, im Mittel aber dennoch negativ sind.

24) A. W. Hull, loc. cit. S. 17.

25) Siehe hierüber Patentliteratur.

26) Der imaginäre Widerstand ist als ∞ zu rechnen.

Die Strahlung von Antennensystemen.

(Nach einem Vortrage, gehalten in der Physikalischen Gesellschaft in Zürich am 4. Februar 1919.)

Von **Max Abraham.**

Die einfachste Lösung der Feldgleichungen, welche einer freien Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Raume entspricht, ist von H. Hertz gegeben worden. Ein vertikaler Dipol vom Momente $p(t)$ erregt in der Äquatorebene in der Entfernung r das elektrische (vertikale) Feld:

$$\mathfrak{E}_z = -\frac{c^2}{r^3}\left\{p + \frac{r}{c}p' + \frac{r^2}{c^2}p''\right\}_{t-\frac{r}{c}} \tag{1}$$

oder für ungedämpfte Schwingungen, wo

$$p(t) = P \sin.(\omega t), \qquad [\omega \text{ Frequenz}]$$

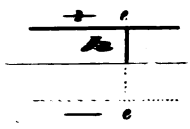
$$\mathfrak{E}_z = -\frac{c^2 P}{r^3}\{(1 - s^2) \sin(\omega t - s) + s \cos(\omega t - s)\} \tag{1a}$$

mit

Digitized by Google

$$s = \frac{\omega r}{c} = \frac{2\pi r}{\lambda} \qquad [\lambda \text{ Wellenlänge}] \qquad (1\,b)$$

In der drahtlosen Telegraphie ist zwar die Ausbreitung nicht frei, sondern durch die Erde beeinflußt. Doch kann man in erster Annäherung die Erde als vollkommen leitend ansehen, und ein Spiegelungsverfahren (ähnlich wie in der Elektrostatik) anwenden. Das mit der Ladung e versehene Antennendach mit seinem Spiegelbild (Ladung $-e$) zusammen ergibt dann einen Dipol vom Moment



$$p = 2he \qquad (h \text{ Höhe}) \qquad (2)$$

Die Formel (1) bzw. (1a) stellt dann das Feld an der (ebenen) Erdoberfläche dar. Allerdings ist die Antenne nur dann einem Dipol äquivalent, wenn

A. $h \ll \lambda$, d. h. wenn die Kapazität des Daches groß gegen diejenige des vertikalen Stückes ist.

B. $r \gg h$, d. h. für Entfernungen, die groß gegen die Höhe sind.

Dagegen enthält (1a) keine einschränkende Annahme über das Verhältnis von Entfernung r zur Wellenlänge λ, d. h. über die Zahl s.

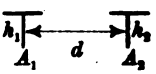
Die nicht unendliche Leitfähigkeit der Erde bringt zwar Abweichungen mit sich. In sehr großer Entfernung (Hunderten von Kilometern über Erde, Tausenden von Kilometern über Wasser) ändern sich nach Sommerfeld die Ausbreitungsgesetze, indem die „Raumwellen" allmählich in „Oberflächenwellen" übergehen. In unmittelbarer Nähe des Senders bringt das Eindringen der elektrischen Kraftlinien in die Erde einen „Erdwiderstand" mit sich. Derselbe bildet einen Teil des „Verlustwiderstandes R^l; man sucht ihn daher durch Erdnetze möglichst klein zu machen. Immerhin ist er meist von derselben Ordnung wie der „Strahlungswiderstand" R^s. Dieser ist kein Widerstand im eigentlichen Sinne. Im Gegenteil, die Strahlungsleistung ist in der drahtlosen Telegraphie gerade die Nutzleistung. Ihre Bestimmung ist daher die Hauptaufgabe der Theorie der Radiotelegraphie. Für einen Dipol hat man die Strahlungsleistung (J Stromstärke)

$$S_s = R^s \overline{J^2} \quad \text{mit} \quad R^s = \frac{16\pi^2 c h^2}{3\lambda^2} \quad \text{(in elm. E.)} \qquad (3)$$

Der durch Einführung der Hochfrequenzverstärker bedingte Fortschritt der Funkentelegraphie hat dazu geführt, daß man um die Erde ganz herum funken kann. Während man bisher nur

Digitized by Google

bestrebt war, möglichst weit zu kommen, ohne auf die aufgewandte Leistung zu achten, wird man nunmehr die Frage stellen: Wie erzielt man eine gegebene Reichweite oder eine gegebene Strahlung mit möglichst geringem Energieaufwande? Oft wird man auch wünschen, nach einer bestimmten Richtung möglichst viel Energie zu senden, nach anderen Richtungen dagegen möglichst wenig. Das kann man durch Systeme synchron schwingender Antennen erreichen. Von den Untersuchungen, die ich während meiner Tätigkeit in der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie über die Strahlung von Antennensystemen angestellt habe, will ich im folgenden einiges erzählen[1]).



Es mögen sich, im Abstand d voneinander, zwei synchron schwingende Antennen A_1, A_2 befinden. Wir stellen dieselben durch Dipole dar, von den Momenten

$$p_1 = P_1 \sin(\omega t), \tag{4}$$

$$p_2 = P_2 \sin(\omega t) + Q_2 \cos(\omega t). \tag{4a}$$

Aus (2) folgen sofort die Stromstärken:

$$J_1 = \frac{1}{2h_1}\frac{dp_1}{dt}, \qquad J_2 = \frac{1}{2h_2}\frac{dp_2}{dt} \tag{5}$$

Die E.M.K. (E_{12} bzw. E_{21}), welche die erste Antenne auf die zweite, und die zweite auf die erste ausübt, ergeben sich aus den nach (1a) zu berechnenden Feldstärken durch Multiplikation mit den Höhen h_2, h_1.

Die mittleren Arbeitsleistungen dieser E.M.Ke. sind:

$$\left.\begin{aligned} A_1 = J_1 \cdot E_{21} = {} & \frac{\omega c^2 P_1 P_2}{4d^3}\{(1-s^2)\sin s - s\cos s\} \\ & - \frac{\omega c^2 P_1 Q_2}{4d^3}\{(1-s^2)\cos s + s\sin s\}, \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

$$\left.\begin{aligned} A_2 = J_2 E_{12} = {} & \frac{\omega c^2 P_1 P_2}{4d^3}\{(1-s^2)\sin s - s\cos s\} \\ & + \frac{\omega c^2 P_1 Q_2}{4d^3}\{(1-s^2)\cos s + s\sin s\} \end{aligned}\right\} \tag{6a}$$

mit

1) Die ausführliche Ableitung der im folgenden kurz zusammengefaßten Ergebnisse findet man in einer Arbeit, welche demnächst im „Archiv der Elektrotechnik" veröffentlicht werden wird.

Digitized by Google

$$s = \frac{\omega d}{c} = \frac{2\pi d}{\lambda}$$

Um nun, trotz der Anwesenheit der anderen Antenne, die Schwingungen in der einen unverändert zu erhalten, müssen die E.M.Ke. E_{21} bzw. E_{12} durch entgegengesetzt gleiche Kräfte kompensiert werden, welche die Arbeiten $-A_1$ bzw. $-A_2$ leisten. Die von den Antriebsmaschinen der beiden Antennen infolge ihrer Koppelung zu leistende Mehrarbeit beträgt daher

$$-(A_1 + A_2) = -\frac{\omega c^2 P_1 P_2}{2 d^3}\{(1 - s^2)\sin s - s\cos s\} \qquad (7)$$

Was wird nun aus dieser Mehrleistung? Sie wird in Strahlung verwandelt. In der Tat erhält man durch Anwendung des Poyntingschen Satzes auf das Feld, welches durch Überlagerung der Felder der beiden Dipole entsteht, für die gesamte Strahlung den Ausdruck:

$$S_g = \frac{\omega^4}{6c}\{P_1^2 + (P_2^2 + Q_2^2) + 3 P_1 P_2 V(s)\} \qquad (8)$$

mit

$$V(s) = \frac{\cos s}{s^2} - \frac{(1 - s^2)\sin s}{s^3} \qquad (8a)$$

In (8) stellen die ersten beiden Glieder die Strahlungen der einzelnen Antennen dar, das dritte Glied jedoch die durch die Koppelung ihrer Felder bedingte Vergrößerung der Strahlungsleistung; es stimmt mit (7) überein und hängt nur von der mit p_1 gleichphasigen Zeitkomponente von p_2 ab. Man kann (8) auch schreiben:

$$S_g = R_1' \overline{J_1^2} + R_2' \overline{J_2^2} + 2 R_{12}' J_1 J_2 , \qquad (9)$$

wo R_1', R_2' die nach (3) berechneten Strahlungswiderstände der einzelnen Antennen sind, während R_{12}' ein dritter Koeffizient ist. Vergleicht man S_g mit der Energie eines Systemes von 2 Stromkreisen, so entsprechen R_1', R_2' den Koeffizienten der Selbstinduktion, R_{12}' dem der gegenseitigen Induktion; man kann auch einen „Koppelungskoeffizienten der Strahlungsfelder" einführen:

$$k' = \frac{R_{12}'}{\sqrt{R_1' R_2'}} = \frac{3}{2} V(s) \begin{cases} s \ll 1: & k' = 1 - \frac{1}{5} s^2, \\ s \gg 1: & k' = \frac{\sin s}{s} \end{cases} \qquad (10)$$

Er hängt nur von der Zahl s ab, aber nicht von den Höhen der Antennen. — Man erhält z. B. für zwei Antennen von gleicher Höhe,

Digitized by Google

die von gleichem bzw. entgegengesetzt gleichem Strome durchflossen sind, eine Vermehrung bzw. Verringerung der Strahlung durch die Koppelung im Verhältnis $(1 \pm k^4)$. Die Formel (9) läßt sich auf n synchron in beliebigen Phasen gesteuerte Antennen übertragen und gestattet die Berechnung der Nutzleistung solcher Systeme.

Der **Richteffekt** eines Systemes von zwei Antennen ist durch die Intensität der Strahlung längs der Erdoberfläche bestimmt; hierfür gilt die Formel, in welcher φ den Winkel angibt, den der Fahrstrahl mit der Geraden $A_1 A_2$ bildet:

$$\left.\begin{aligned} S = \frac{\omega^4}{8\pi c r^2}\{P_2^2 + (P_2^2 + Q_2^2) + \\ + 2P_1 P_2 \cos(s\cos\varphi) - 2P_2 Q_2 \sin(s\cos\varphi)\}; \end{aligned}\right\} (11)$$

sie ist der Zeichnung des Strahlungsdiagrammes zweier synchron gesteuerter Antennen zugrunde zu legen. Die Steuerung von Antennen in vorgeschriebenen Phasen ist jedoch praktisch sehr schwierig.

Daher habe ich die weitere Untersuchung der folgenden Anordnung zugewandt: **Nur die Antenne A_1 ist primär, d. h. von der Maschine angetrieben; die Hilfsantenne A_2 dagegen ist lediglich sekundär, d. h. durch das Feld der ersten Antenne erregt.** Wir sind im Besitze der Mittel, um dieses Problem zu behandeln, sowohl was die Strahlungsleistung S_2, als was das Strahlungsdiagramm anbelangt. Aus der E.M.K. (E_{12}), welche A_1 auf A_2 ausübt, ergibt sich für den Strom J_2 in der abgestimmten Hilfsantenne

$$J_2 = \frac{E_{12}}{R_2}$$

und daraus nach (5) das Moment derselben, d. h. die in (4a) auftretenden Größen P_2, Q_2:

$$P_2 = -\varrho_2 V P_1, \qquad Q_2 = \varrho_2 U P_1 \tag{12}$$

Dabei ist

$$\varrho_2 = \frac{3}{2}\frac{R^2}{R_2^{\,e} + R_2^{\,i}} \tag{12a}$$

das sog. „Widerstandsverhältnis" von A_2, während U folgende Funktion von s ist:

$$U(s) = \frac{s\sin s + (1 - s^2)\cos s}{s^3} \tag{12b}$$

[vgl. Gl. (8a) für $V(s)$]

Führt man die Ausdrücke (12) in die Formel (11) für die Strahlung ein, und vergleicht sie mit der Strahlung der Sendeantenne A_1 allein:

Digitized by Google

$$S_1 = \frac{w^4 P_1^2}{8\pi c r^2}$$

so kann man schreiben:

$$S = S_1 \Phi \tag{13}$$

wobei Φ der „Verstärkungsfaktor" ist:

$$\Phi = 1 - 2f\varrho_2 + g\varrho_2^2 \tag{13a}$$

Dabei sind f, g die folgenden Funktionen von s und φ:

$$f = s^{-2}\cos(s - s\cos\varphi) - (s^{-3} - s^{-1})\sin(s - s\cos\varphi), \tag{13b}$$

$$g = s^{-2} - s^{-4} + s^{-6} \tag{13c}$$

Dieser Ausdruck von Φ ist der Zeichnung des Strahlungsdiagrammes des Systemes zugrunde zu legen; es hängt von den Zahlen ϱ_2 und s ab.

Kann man es erreichen, daß Φ für $\varphi = 0$ verschwindet, daß also das System in Richtung $A_1 A_2$ keine Strahlung aussendet, d. h. daß die Hilfsantenne einen vollkommenen Schatten wirft? Die Bedingungen hierfür lauten:

$$\varrho_2 = 1, \qquad s = 1; \tag{14}$$

sie führen zu wirtschaftlichen Abmessungen nur bei ziemlich kurzen Wellen ($\lambda < 1$ km); bei längeren Wellen fällt die erforderliche Höhe der Hilfsantenne zu groß aus. Doch wird auch bei geringen Höhen derselben, d. h. bei nicht vollkommenem Schatten, eine Schwächung der Strahlung in Richtung $A_1 A_2$ eintreten, wenn nur die zweite der Bedingungen (14) erfüllt ist, d. h. $d = \frac{\lambda}{2\pi}$ ist. In der entgegengesetzten Richtung $A_2 A_1$ wird eine Verstärkung der Strahlung, d. h. eine Spiegelwirkung der Hilfsantenne, bemerkbar sein. — Bei Berechnung der Verstärkung und Schwächung der Strahlung muß indessen bedacht werden, daß der Faktor Φ sich auf eine gegebene Amplitude P_1 des Sendermoments bezieht. Praktisch wichtiger aber ist der auf gegebene Senderleistung bezogene Verstärkungsfaktor Ψ; derselbe weicht von Φ ab, da ja die Schwingungen der Hilfsantenne auf die Sendeantenne zurückwirken und [nach (6)] eine Mehrleistung ($-A_1$) ihrer Betriebsmaschine erfordern. Man erhält:

$$\Psi = \frac{\Phi}{1 + \varrho_1 \varrho_2 F(s)}, \tag{15}$$

wo ϱ_1, ϱ_2 die Widerstandsverhältnisse der beiden Antennen, $F(s)$ die Funktion bedeutet:

Digitized by Google

$$F(s) = \frac{(1 - 3s^2 + s^4)\cos 2s + 2s(1 - s^2)\sin 2s}{s^6} \qquad (15a)$$

Setzt man $\varrho_1 = 1$, $\varrho_2 = 1$, $s = 1$ (die letzten beiden Bedingungen entsprechen vollkommenem Schatten in Richtung $A_1 A_2$), so ist der Verstärkungsfaktor Ψ für die entgegengesetzte Richtung gleich 2; die Strahlung wird also durch Spiegelwirkung verdoppelt.

Die Schatten- und Spiegelwirkung lassen sich auch beim Empfange verwenden, um Störungen durch gewisse Sender auszuschalten, bzw. um die Wellen anderer Sender besser zu empfangen. Stellt man die Hilfsantenne A zwischen den störenden Sender S und den Empfänger E und stimmt sie auf den letzteren ab, so wird bei geeignet gewähltem Abstand $d = AE$ die Störung geschwächt. Stellt man den Empfänger E zwischen den Sender S und die Hilfsantenne, so wird der Empfang verbessert. Der Empfangsvorgang ist ganz reziprok zum Sendevorgang.

Die drahtlose Telegraphie ist im Begriffe, sich aus einer Kunst (die gefühlmäßig auf Grund subjektiver Erfahrung betrieben wird) zu einer technischen Wissenschaft zu entwickeln (die rationell auf Grund objektiver Wahrheiten aufzubauen ist). Für diese Wissenschaft ist die Theorie des elektromagnetischen Feldes grundlegend, weil sie die Strahlungsleistung, d. h. die Nutzleistung der drahtlosen Telegraphie bestimmt.

Über eine neue Audion-Schaltung für den Empfang elektrischer Wellen.

Von **G. Leithäuser.**

Kriegsarbeit aus dem Laboratorium der Technischen Abteilung der Funkertruppen.

Das von De Forest angegebene Audion besteht bekanntlich aus einem hochevakuierten Glasgefäß, in welchem durch hochtemperierten Glühdraht reiche Elektronenemission hervorgerufen wird, die einen dauernden elektrischen Strom zu einer durch Hilfsbatterie positiv geladenen Elektrode bedingt. Dieser Strom durchläuft gemäß der Charakteristik des Rohres erhöhte Schwankungen, falls eine zwischen dem Glühdrahte und der positiven Elektrode angebrachte meist spiralförmige Steuerelektrode, das sogenannte Gitter, von außen mit Spannungs-

Digitized by Google

schwankungen erregt wird. Diese Vorrichtung ist in den letzten Jahren vielfach zu Verstärkerzwecken herangezogen worden. Während in den ersten Zeiten nach seiner Entdeckung das Audion mit Gasresten im Vakuum als „Ionenrelais" wirkte, ist man in späterer Zeit dazu übergegangen, den Apparat auf das höchste erreichbare Vakuum zu bringen und ihn als Elektronenrelais auszubilden. Während man nun in den Anfangszeiten mit der Vorrichtung zuerst eine Verstärkung der im Schwingungskreise des Empfängers direkt aufgenommenen Hochfrequenzströme verfolgte, kam man in den Kriegsjahren von diesem

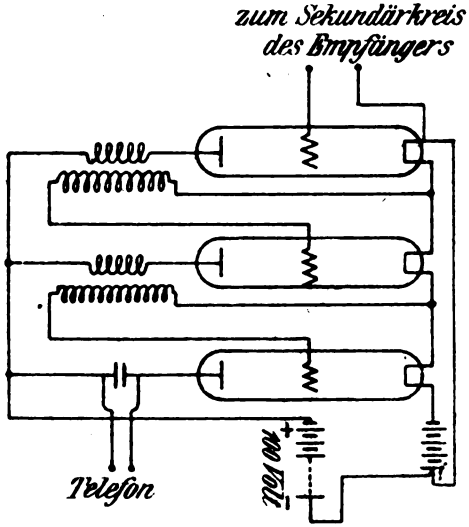


Fig. 1.

Ziele ab und versuchte eine Anordnung und Zusammenschaltung von Audionen zu schaffen, die eine Verstärkung der durch einen Detektor hervorgerufenen mittelfrequenten Ströme bezweckte. Die Erfolge in dieser Hinsicht waren recht gute. Im Anodenkreis der Röhren dieser Verstärker liegt zur Koppelung mit dem nächsten Audion (in der Regel wurden deren zwei verwendet), die Primärwickelung eines Transformators mit Eisenkern, dessen sekundäre Wickelung an das Gitter und den Glühdraht der folgenden Audionröhre gelegt wurde.

In neuerer Zeit sind die Versuche zur Verstärkung der Hochfrequenz wieder in den Vordergrund getreten. Zweierlei Methoden zur Übertragung der Spannungsschwankungen der Anode eines Audions

Digitized by Google

auf weitere damit zusammengeschaltete kann man benutzen. Die erste besteht in der Verwendung eines eisenlosen Transformators im Anodenkreise, etwa gemäß Fig. 1, welche eine Zusammenschaltung von 3 Audionröhren mit dieser Übertragung zeigt. Die Transformatoren müssen so gebaut werden, daß die benutzten Spulen keine großen Durchmesser haben, da sonst leicht durch dieselben eine Aufnahme von elektrischen Wellen direkt aus dem Raum erfolgt, was zu großen Störungen beim Empfang ferner Stationen Veranlassung gibt. In Anbetracht des hohen Widerstandes des Audions kann ihr Impedanzwiderstand hoch gemacht

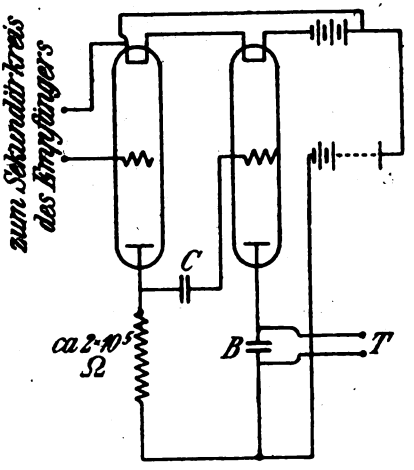


Fig. 2.

werden. Betrachtet man die Spannungsschwankungen an der Anode des ersten Audions, so sieht man, daß deren Größe offenbar außer von den Schwankungen des Gitterpotentials abhängig ist, von der Spannung der Anodenbatterie und dem in dem Anodenkreise vorhandenen Widerstand, insbesondere also auch von dem Widerstand der Transformatorwickelung zwischen Anode und Batterie. Man kann also bei hohen Widerständen erhebliche Schwankungen der Anodenspannung erwarten.

Eine zweite Methode, um die Spannungsschwankungen auf das zweite Audion zu übertragen, die zuerst in Amerika versucht worden zu sein scheint, besteht in der Verwendung eines Kondensators C kleiner Kapazität (Fig. 2). Dieser Kondensator liegt mit seiner einen Belegung an der Anode des ersten Audions, mit der anderen am Gitter des zweiten Audions. Das zweite in der Fig. 2 gezeichnete Audion besitzt im Anodenkreise einen Blockkondensator B, an dessen Be-

Digitized by Google

legungen in üblicher Weise das Indikatorinstrument (Telephon) gelegt wird. Bei Verwendung dieses Übertragungskondensators kann die Primärspule des Transformators der Fig. 1 natürlich in reinen Ohmschen Widerstand ausarten; der zweckmäßig in der Größenordnung von einigen hunderttausend Ohm gewählt wird.

Benutzt man solche zu einem Verstärker zusammengeschaltete Röhren, beispielsweise in der Übertragungsschaltung mit Kondensator, während zwischen Anode und Batterie ein einigermaßen hoher Ohm-

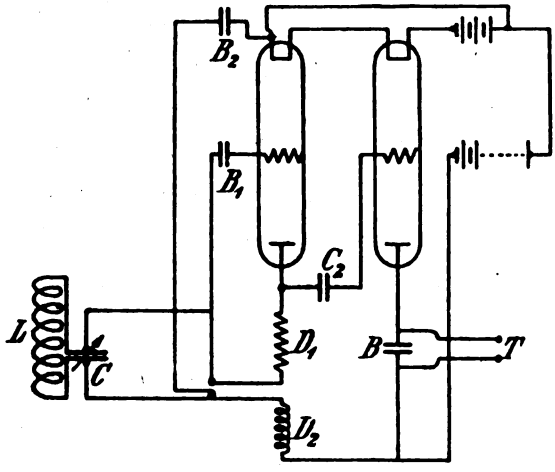


Fig. 3.

scher, aber mit Selbstinduktion behafteter Widerstand liegt, so erlangt man ein Gebilde, das außerordentlich schwingungsempfindlich ist, das durch Einstellung des Heizstromes der Röhren kurz vor den Zustand der selbsttätigen Schwingungserzeugung gebracht werden kann. In diesem Zustand ist der Verstärker am empfindlichsten; jede kleine Wellenerzeugung von außen löst Schwingungen aus. Er ist fast überempfindlich zu nennen; liegt er nämlich an dem Sekundärkreis eines Empfängers für hohe Wellen, der Spulen von einem Durchmesser von ca. 20 cm besitzt, so nimmt der Verstärker bereits durch diese Spule erhebliche Energien von nicht weit entfernten Stationen auf und wird leicht durch deren Welle gestört, wenn auch der Schwingungskreis nicht auf diese abgestimmt ist. Auch ganz frei im Raum stehend, ohne an eine Spule angeschlossen zu sein, nimmt die Anordnung oftmals die Zeichen gedämpfter, mit größerer Energie sendender Stationen auf.

Digitized by Google

Um diesem Übelstande zu begegnen wurde die im folgenden beschriebene Schaltung ausgearbeitet. Sie unterscheidet sich grundsätzlich von den erwähnten Schaltungen dadurch, daß der hinter der Anode des Audions liegende Kreis den Schwingungskreis der erregenden Schwingung mit enthält. Aus der Fig. 3 ist dieses im Einzelnen ersichtlich. Der Anodenkreis des Audions enthält den Sekundärkreis des Empfängers LC oder einen Teil desselben, falls man losere Koppelung wünscht, symmetrisch zwischen den mit hohem Widerstand ausgezeichneten Spulen kleinen Durchmessers $D1$ und $D2$. Gleichzeitig wird aber das am Kondensator C herrschende schwingende Potential über die Blockkondensatoren $B1$ und $B2$ an Gitter und Glühfaden des Audions gelegt. Der Kondensator $C2$ dient wieder zur Übertragung der Schwankungen des Anodenpotentials auf das Gitter des nachfolgenden Audions, welches die gleiche Batterie wie das erste im Anodenkreise benutzt. Der Vorgang im Rohr ist derart, daß die vom Kreis LC aufgenommene Schwingungsenergie, das Gitter aufladend, gemäß der Röhrencharakteristik verstärkt wird, wodurch nunmehr verstärkte Potentialdifferenz auf das Gitter einwirkt. Störungen durch andere Wellen, auf die der Kreis LC nicht abgestimmt ist, bleiben fast vollkommen aus, selbst wenn die Intensität der störenden Schwingungen erheblich ist. An Stelle der Spulen $D1$ und $D2$ lassen sich Widerstände von ca. 200 000 Ohm benutzen. Das meist zur Herstellung solcher Widerstände verwendete Silit in Stäbchenform ist nicht immer günstig, da ohne geschützte Oberfläche sich auf den Stäbchen eine leitende Elektrolythaut ausbilden kann, die zu großen Widerstandsänderungen Veranlassung gibt und Störungen bringt. Vielleicht sind Widerstände aus dünnen Metallschichten, etwa durch Kathodenzerstäubung hergestellt, von Vorteil.

Um die Wirkungsweise der beschriebenen Schaltung zu prüfen, wurde dieselbe an den Sekundärkreis eines Empfängers angeschlossen, dessen Primärkreis an einer geschlossenen aus zwei hintereinander geschalteten Windungen bestehenden Rechtecksantenne lag, deren Länge pro Windung 250 m und deren Höhe 25 m betrug. Benutzt wurden im Ganzen zum Empfangen 4 Röhren, die erste mit der beschriebenen Schaltung, die zweite als Audion (wie Fig. 2); hinter diese Kombination war ein gewöhnlicher Zweiröhrenverstärker geschaltet, der zur Übertragung Transformatoren mit Eisenkern besaß. Empfangen wurde mit dieser Anordnung die amerikanische Station Sayville, die mit Hochfrequenzmaschine auf Welle 13 000 zu senden pflegt. In den Sekundärkreis konnte mittels drehbarer Spule eine zum Schwebungsempfang

Digitized by Google

führende Hilfsschwingung gleichbleibender Amplitude eingeführt werden, so daß man den im Empfangstelephon aufgenommenen Ton durch die Wahl der Periode der „Überlagerungsschwingung" sich einstellen konnte. Es zeigte sich, daß man zu Empfangslautstärken kam, die so groß waren, daß bei Parallelschaltung von 1 Ohm zum Telephon (2000 Ohm Gleichstrom-Widerstand) die Zeichen noch deutlich zu hören waren. Ein zum Vergleich herangezogener „Hochfrequenzverstärker" der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie mit 5 Röhren lieferte ähnliche Lautstärken. Ein Vorteil der neuen Schaltung unter Benutzung von Widerständen im Anodenkreise liegt auch darin, daß man größere Energien der Überlagerungsschwingung verwenden kann, als bei Benutzung von Spulen in demselben. Hierdurch werden störende Schwingungen anderer Wellen fast vollkommen unterdrückt. Bei den erwähnten Versuchen war von einer Störung durch die Station Königswusterhausen, die mit gedämpfter Schwingung von 5500 m sandte, nichts zu hören, während der „Hochfrequenzverstärker" diese erheblich durchtönen ließ.

Das Dynatron, eine Vakuumröhre mit der Eigenschaft des negativen elektrischen Widerstandes.

Von Albert W. Hull (Untersuchungs-Laboratorium der General Electric Company in Schenectady, New York).

(Schluß.)

8. Das Pliodynatron.

An Stelle eines magnetischen Feldes kann zur Beeinflussung der Anzahl der die Platte erreichenden Elektronen auch ein elektrostatisches Feld verwendet werden. Es wurde bereits gezeigt (siehe Fig. 6), daß die Wirkung der Veränderung der Anzahl der die Glühkathode verlassenden Elektronen, durch Veränderung der Temperatur der Glühkathode darin besteht, den negativen Widerstand zu ändern, ohne die übrigen charakteristischen Beziehungen zwischen dem Strome und der Spannung irgendwie zu beeinflussen. Wenn die Temperatur der Glühkathode leicht und rasch geändert werden könnte, würde dies ein wirksames Mittel zur Beeinflussung des Dynatrons darstellen. Die

Digitized by Google

gleiche Wirkung kann jedoch erzielt werden durch die elektrostatische Einwirkung eines nahe an der Glühkathode angeordneten Gitters, das heißt also durch die Anwendung des Prinzips des Pliotrons auf das Dynatron. Ein Dynatron, welches in dieser Art das Prinzip des Pliotrons benutzt, wird Pliodynatron genannt. Seine Bauart ist dieselbe wie diejenige des einfachen Dynatrons unter Hinzufügung eines „Steuergliedes", das aus einem Gitter bestehen kann, welches die Glühkathode umgibt (Fig. 2, g) oder aus einem Metallstab im Innern der

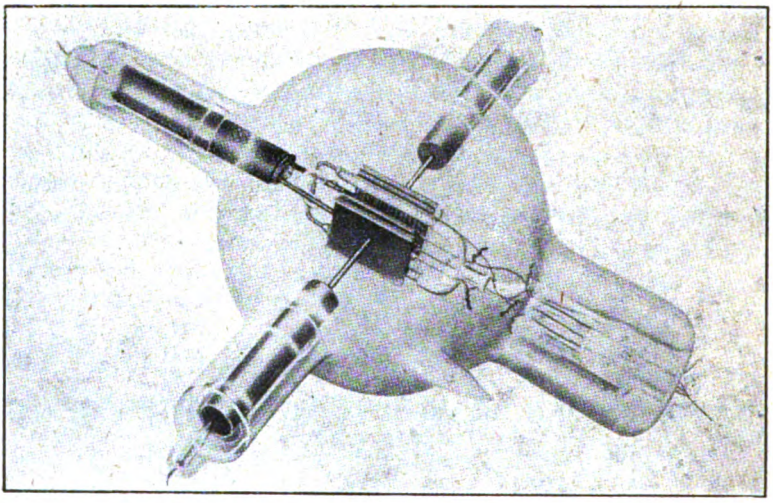


Fig. 15. Pliodynatron der General Electric Company.

spiralförmigen Glühkathode (Fig. 2, f). Das Verhältnis des Pliodynatrons zum Pliotron kann am deutlichsten an den „Plattentypen" des Pliodynatrons ersehen werden, von dem ein Photogramm in Fig. 15 wiedergegeben ist. Es ist in seiner Bauart mit dem Pliotron identisch mit Ausnahme des Umstandes, daß hier noch eine durchlöcherte Anode hinzugefügt ist.

Die kennzeichnenden Eigenschaften des Pliodynatrons kann man aus Fig. 6 erkennen, wenn wir die Temperatur der Glühkathode durch das Gitterpotential ersetzen. Die Steilheit der Kurve wächst, d. h. der negative Widerstand nimmt ab mit wachsendem Gitterpotential. Diese Beziehung kann man noch exakter durch folgende Feststellung bestimmen: Es ist bekannt, daß im Pliotron bei konstanter Anodenspannung die Anzahl der die Glühkathode verlassenden Elektronen über

Digitized by Google

einen großen Bereich dem Gitterpotential proportional ist, und dies muß auch für das Pliodynatron Geltung haben, wo die Anodenspannung immer konstant ist. Man kann sowohl theoretisch wie auch praktisch zeigen, daß der negative Widerstand über einen großen Bereich umgekehrt proportional ist der gesamten Anzahl der Elektronen, die die Glühkathode verlassen. Der negative Widerstand ist daher umgekehrt proportional dem Gitterpotential. Das Verhalten des Pliodynatrons in Kreisen, die Widerstand, Induktanz und Kapazität enthalten, wird da-

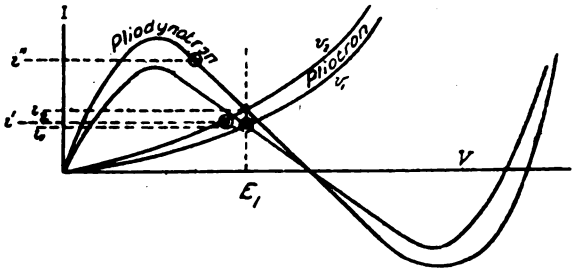


Fig. 16.

her durch die Gleichungen (1) bis (6) dargestellt, wenn wir in diesen Gleichungen R durch $\frac{R_0}{v}$ ersetzen, wo R_0 eine Konstante und v die Potentialdifferenz zwischen Gitter und Glühkathode bedeutet.

Der negative Widerstand des Pliodynatrons macht dieses zu einem kräftigen Verstärker. Ein Anwachsen des Gitterpotentials infolge Steigerung des Stromes durch die Belastung im Plattenkreis und daher des Spannungsabfalles an der Belastung verringert die Spannung an der Platte. Im Pliotron sucht diese Spannungsverringerung an der Platte den Plattenstrom zu verringern und arbeitet so der Gitterwirkung entgegen. Im Pliodynatron dagegen bedeutet eine Abnahme der Plattenspannung eine Stromzunahme, die sehr groß werden kann, wenn der positive und der negative Widerstand nahezu gleich groß sind. Dies kann man aus Fig. 16 klar erkennen, wo die mit v_1 und v_2 bezeichneten Kurven das Verhältnis zwischen Strom und Spannung für die Gitterspannungen v_1 beziehungsweise v_2 eines Pliodynatrons und eines Pliotrons darstellen. Wenn wir von einem Anfangsstrom von i_1 ausgehen, der der Plattenspannung E_1 entspricht und die Gitterspannung von v_1 bis v_2 steigern, so sucht der Strom bis auf i_2 zu wachsen. Wegen der Abnahme der Plattenspannung wird jedoch der

Digitized by Google

Strom im Pliotron auf einen geringeren Wert i' anwachsen, während der Strom in Pliodynatron auf einem viel größeren Wert i'' anwächst. Der auf diese Weise erreichbare Vorteil kann groß werden, wenn der Widerstand im Stromkreis groß ist. So ist z. B. die maximale aperiodische Spannungssteigerung, die bisher erreicht worden ist,

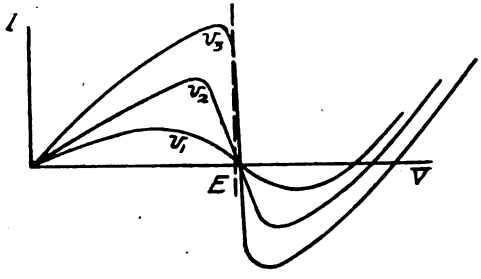


Fig. 17.

im Pliotron etwa 1 : 15, während mit einem Pliodynatron Spannungssteigerungen erreicht worden sind, die den Wert 1000 erreicht haben.

Eine bessere Art, das charakteristische Verhalten des Pliodynatrons darzustellen, besteht darin, daß man im Diagramm nicht die Abhängigkeit des im Plattenkreis fließenden Stromes von der Platten-

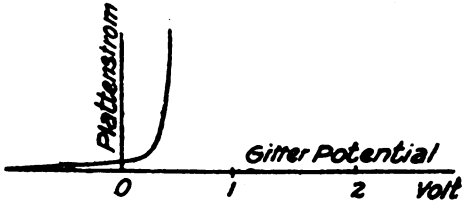


Fig. 18.

spannung, sondern von der Gesamtspannung über die Platte und den Serienwiderstand darstellt, entsprechend der Kurve E in Fig. 8. Eine Anzahl solcher Kurven für verschiedene Gitterpotentiale ist in Fig. 17 dargestellt. Die zugrunde liegende Spannung ist jetzt konstant, und zwar gleich derjenigen der Batterie, und für irgendeinen gegebenen Wert von E erhalten wir die den verschiedenen Gitterpotentialen entsprechenden Ströme aus den Schnittpunkten der Kurven mit einer vertikalen Linie durch E. Wenn E dicht links von dem Punkte gewählt wird, in dem die Kurven die Abszissenachse schneiden,

Digitized by Google

so wird der Strom mit wachsendem Gitterpotential zunächst langsam, dann aber sehr rasch zunehmen, wie dies in Fig. 18 dargestellt ist. Die Vergrößerung ist unter diesen Umständen sowohl asymmetrisch als auch hoch und die Röhre würde einen guten Hochfrequenzempfänger darstellen. Dies ist ausführlicher weiter unten in Abschnitt 14 erörtert.

Anwendung des Dynatrons in der Hochfrequenztechnik.

9. Das Dynatron als Generator für Hochfrequenzschwingungen.

In Abschnitt 5 ist gezeigt worden, daß das Dynatron immer schwingt unter der Voraussetzung, daß $R \cdot r < \frac{L}{C}$ ist, worin R und r der positive beziehungsweise der negative Widerstand im Schwingungskreise, L die Induktanz und C die Kapazität bedeuten. Die Frequenz der Schwingungen ist angenähert gleich

$$\frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C}}$$

und kann lediglich durch Veränderung der Induktanz und der Kapazität auf jeden beliebigen Wert von 1 bis 10 000 000 in der Sekunde gebracht werden. Es wurde auch bereits gezeigt, daß für niedrige Frequenzen die Schwingungen fast reine Sinusschwingungen sind, vorausgesetzt, daß der Wert $\frac{L}{C}$ nicht zu groß ist gegenüber dem Wert $R \cdot r$. Die Theorie lehrt, daß dies für alle Frequenzen Geltung haben muß, und eine Untersuchung der erzeugten Schwingungen auf höhere Harmonische bei Hochfrequenz hat auch diese Erwartung bestätigt.

Das Dynatron genügt daher allen an einen Hochfrequenzgenerator gestellten Anforderungen und es hat den Vorzug, daß seine Wirkung unveränderlich und frei von Trägheit ist und daß seine Frequenz lediglich durch Veränderung einer einfachen Induktanz oder Kapazität auf jeden beliebigen Wert eingestellt werden kann. Seine Schwingungen können entweder durch Öffnen und Schließen des Hauptstromkreises oder durch Änderung irgendeiner der Größen L, C, R und r in Übereinstimmung mit der oben angegebenen Voraussetzung für das Auftreten von Schwingungen gesteuert werden. Sein Wirkungsgrad ist allerdings niedrig, wahrscheinlich geringer als 50 % unter den besten Versuchsbedingungen. Dies ist jedoch keine schwerwiegende Beschränkung für seine praktische Anwendung, außer was die Kosten

Digitized by Google

für die aufzuwendende Arbeit betrifft, da diese Röhren imstande sind, ohne Schaden in sehr heißem Zustande zu arbeiten. Die maximale Leistung der bis jetzt gebauten Röhren bei Hochfrequenz ist etwa 100 Watt, indessen sind keine besonderen Bemühungen aufgewendet worden, eine Röhre von hoher Leistung zu bauen.

Im allgemeinen ist es notwendig, die Hochfrequenzenergie mit mit Hilfe eines gekoppelten Kreises zu transformieren. In der bisherigen Erörterung ist die Wirkung eines solchen gekoppelten Kreises auf die Schwingung vernachlässigt worden. Die Durchrechnung für den Fall gekoppelter Kreise ist nicht leicht, jedoch kann durch Versuche gezeigt werden, daß ähnliche Bedingungen wie die oben abgeleiteten Gültigkeit besitzen, selbst in dem Falle, wo der gekoppelte Kreis fast die gesamte Energie absorbiert.

10. Das Pliodynatron als Hochfrequenztelephon.

Die einfachste Art, die Schwingungen des Dynatrons zu steuern, besteht darin, den negativen Widerstand mit Hilfe eines die Glühkathode umgebenden Gitters zu verändern, wie dies im Pliodynatron geschieht. Im Abschnitt 8 wurde bereits gezeigt, daß der negative Widerstand des Pliodynatrons umgekehrt proportional dem Gitterpotential ist. Wenn daher das Verhältnis der Induktanz zur Kapazität und zum Widerstande anfänglich gerade groß genug ist, daß Schwingungen erzeugt werden, worin zugleich die Bedingung für die Erzeugung reiner Sinusschwingungen besteht, so wird eine geringe Erniedrigung des Gitterpotentials die Schwingungen aufhören lassen.

Wenn der dem negativen Widerstand entsprechende Teil der Diagrammkurve für das Pliodynatron nicht geradlinig, sondern gekrümmt verläuft, ähnlich wie in Fig. 4 dargestellt, so werden die Schwingungen nicht plötzlich von ihrem vollen Werte auf Null abfallen, wenn das Gitterpotential bis über den kritischen Wert erniedrigt wird, sondern ihre Amplitude wird allmählich abnehmen in dem Maße, wie das Gitterpotential verkleinert wird. Gerade dies ist aber die Eigenschaft, die man von einem Hochfrequenztelephon fordert, und es ist daher leicht, Pliodynatronröhren herzustellen, die diese charakteristische Eigenschaft besitzen.

Die Schaltungsanordnung ist in Fig. 19 dargestellt. Der Schwingungskreis ist der gleiche wie in Fig. 11, ausgenommen, daß das Dynatron durch das Pliodynatron ersetzt und der Schwingungskreis mit der Antenne induktiv gekoppelt ist. Ein durch den Transformator T mit dem Gitterkreis des Pliodynatrons gekoppeltes Mikrophon

Digitized by Google

M dient dazu, die Amplitude der Schwingungen zu steuern. Eine Batterie von einigen Volt Spannung ist zwischen das Gitter und die Glühkathode geschaltet und dient dazu, das Gitter beständig negativ in bezug auf die Glühkathode zu erhalten.

Es wurde gefunden, daß bei geeignetem Verhältnis der Induktanz zur Kapazität die Amplitude der Hochfrequenzschwingungen beinahe proportional dem Gitterpotential und daher auch der jeweiligen Verschiebung desselben durch die Tonschwingung ist. Dies wurde für konstantes Gitterpotential festgestellt mit Hilfe eines Hitzdrahtamperemeters im Antennenkreis und für wechselndes Gitterpotential durch

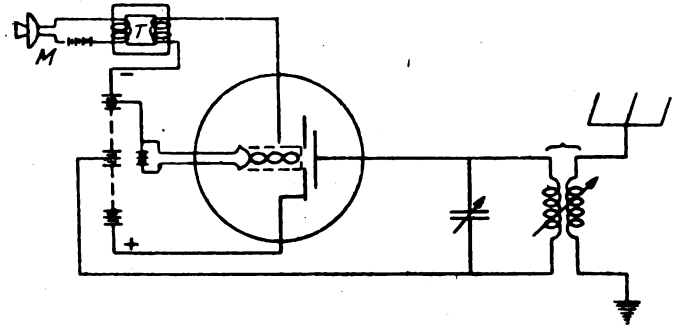


Fig. 19.

Zuführung eines sinusförmigen Wechselstromes zum Transformator *T* und Beobachtung der Form der gleichgerichteten Hochfrequenzschwingungen in einem gekoppelten Kreise, der einen Kenotron-Gleichrichter und einen Oszillographen enthielt.

Es wurde gefunden, daß unter diesen Bedingungen die in das Mikrophon *M* gesprochenen und auf einer einige Meilen entfernten Station aufgenommenen Worte nur eine wenig größere Verzerrung erfuhren als in dem gewöhnlichen Drahttelephone. Mit einer kleinen Röhre, die ungefähr 10 Watt lieferte, war es möglich, auf 16 englische Meilen (26 km) mit guter Lautstärke und Deutlichkeit drahtlos zu telephonieren. Es wurden keine Versuche gemacht, auf größere Entfernungen zu telephonieren oder Pliodynatronröhren von größerer Leistung zu bauen. Die Maximalleistung einer einzelnen Röhre, die auf diese Weise bisher gesteuert werden konnte, beträgt etwa 60 Watt.

11. Magnetisch gesteuertes Dynatron als drahtloses Telephon.

Statt den negativen Widerstand durch ein Gitter wie beim Pliodynatron zu steuern, kann man auch ein magnetisches Feld benutzen,

Digitized by Google

wie dies im Abschnitt 7 erläutert worden ist. Man ersieht aus Figur 14, daß sowohl die Veränderung der Neigung als auch diejenige der Ausdehnung des dem negativen Widerstande entsprechenden Teiles der Kurven eine stetige Funktion der magnetischen Feldstärke ist. Wenn daher die das magnetische Feld erzeugende Spule in Reihe mit einem Mikrophon geschaltet wird, so kann die Amplitude der Hochfrequenzschwingungen durch die Stimme gesteuert werden, genau so wie beim Pliodynatron. Die zur Erzeugung eines magnetischen Feldes von der erforderlichen Stärke benötigte Energie ist klein und kann leicht von dem Mikrophonkreis geliefert werden, aber die Impedanz der Spule hat die Wirkung, die höheren Schwingungen in den Sprachfrequenzen zu unterdrücken.

12. Das Dynatron als Verstärker und Detektor.

Im Abschnitt 6 ist gezeigt worden, daß eine schwache periodische elektromotorische Kraft, die einem Stromkreis zugeführt wird, der ein Dynatron enthält, in irgendeinem gewünschten Verhältnis verstärkt werden kann durch geeignete Abgleichung der Kapazität und der Induktanz des Stromkreises; das heißt, der Resonanzwert des Stromes oder der Spannung im Stromkreis des Dynatrons ist unendlich und nur begrenzt durch die Länge und Geradlinigkeit der Kurve des Dynatrons. Die zugeführten Schwingungen können Hochfrequenzschwingungen in einer mit dem Dynatronstromkreis gekoppelten Antenne sein und die verstärkte Spannung oder der verstärkte Strom können benutzt werden, um einen Detektor zu betreiben. Es ist wichtig, zu beachten, daß die im Detektor verzehrte Energie die Verstärkung nicht verringert, da ja das Dynatron so eingestellt werden kann, daß es außer den übrigen Verlusten im Schwingungskreis auch diesen Verlust im Detektor ausgleichen kann. Die einfachsten Beispiele sind, daß die Detektorverluste reine Widerstandsverluste sind, so z. B., wenn ein Galvanometer von hohem Widerstande, etwa ein solches der Einthoven-Type, in den Schwingungskreis eingeschaltet ist, oder wenn ein Audion mit sprühendem Gitter, dessen Sprühung proportional der Spannung ist, an irgendeinen Teil des Schwingungskreises angelegt ist. In diesen Fällen ist die Gleichung (4) des Abschnitts 6 direkt anwendbar, wobei der positive Widerstand R der Gesamtwiderstand des Kreises einschließlich des Galvanometers und des Gitters ist. In den Fällen, wo der Detektor mit dem Schwingungskreis induktiv gekoppelt ist, ist die von der Koppelung herrührende Induktanz gleichbedeutend mit einem Widerstande, so daß ähnliche Beziehungen Gültigkeit besitzen.

Digitized by Google

Da die Amplitude des „Resonanzstromes" im Stromkreis des Dynatrons durch die Länge und die Geradlinigkeit der Kurve für den negativen Widerstand begrenzt ist, ist es augenscheinlich, daß, wenn man das Dynatron in einem Bereiche betreibt, der sehr nahe einem Ende der Kurve liegt, so z. B. bei A oder C in Fig. 3, der Strom asymmetrisch sein wird und daß dann das Dynatron selbst als Detektor verwendet werden kann. Eine hierzu geeignete Schaltungsanordnung ist in Fig. 20 wiedergegeben, wo ein Telephon T mit einem parallel

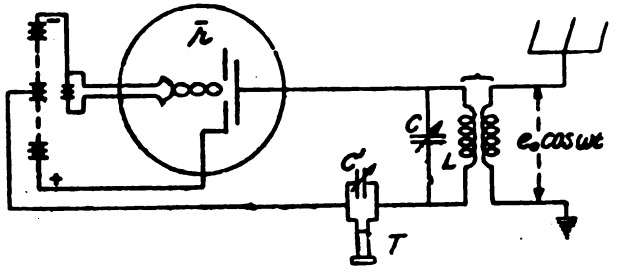


Fig. 20.

zu seinen Klemmen gelegten Kondensator C direkt in den Stromkreis des Dynatrons eingeschaltet ist. Die verteilte Kapazität zwischen den Windungen des Telephons bietet den Hochfrequenzschwingungen einen geringen Widerstand, so daß die oben erörterten Bedingungen für die Verstärkung weiter Geltung besitzen. Aber die hohe Induktanz des Telephons wird entsprechend der Bedingung 8 im Abschnitt 5 bewirken, daß der Kreis mit Hochfrequenz schwingt, sofern sein Widerstand nicht sehr hoch ist oder ein Kondensator C' von geeigneter Kapazität an seine Klemmen gelegt ist.

Die in Fig. 20 dargestellte Schaltungsanordnung hat außer der Eigenschaft der großen Verstärkung zwei Vorzüge, nämlich:

1. Das Verhältnis der Induktanz zur Kapazität kann so eingestellt werden, daß der Kreis mit einer Eigenfrequenz schwingt, die sehr nahe übereinstimmt mit derjenigen der empfangenen Hochfrequenzschwingungen, wie dies im Abschnitt 6 erläutert worden ist, so daß Schwebungen entstehen (Heterodyne- oder Überlagerungs-Empfang).

2. Die Kapazität C' und der negative Widerstand $\bar{r}$ können so eingestellt werden, daß der Widerstand des Telephons bei einer bestimmten Hochfrequenz, die durch das Produkt aus C' und der Induktanz des Telephons bestimmt ist, ausgeglichen wird, und wenn

Digitized by Google

diese Frequenz gleich gemacht wird der Gruppenfrequenz der ankommenden Hochfrequenzschwingungen, so wird die Empfindlichkeit sehr groß.

Diese Voraussagungen sind getrennt durch Versuche bestätigt worden. Um das Verhalten des gesamten Stromkreises zu prüfen, wurde die Schaltungsanordnung nach Fig. 20 zusammengestellt, und dann wurden die Signale von einer kleinen Funkenanlage sowohl mit dieser Schaltung als auch mit einem empfindlichen Audion aufgenommen und beide Aufnahmen miteinander verglichen. Für sehr schwache Signale stellt sich das Audion als der empfindlichere Empfangsapparat heraus, was ein Zeichen für eine schwache Unsymmetrie der Schwingungen des Dynatrons war. Für mittlere Signalstärken dagegen war das Ansprechen des Dynatrons vielmal stärker und seine Intensität konnte auf fast jeden beliebigen Grad gebracht werden durch Einstellung der Kapazität C'.

Es ist interessant zu bemerken, daß die Koppelung in einem Stromkreis wie demjenigen nach Fig. 20 sehr fest gemacht werden kann, ohne daß dadurch die Selektivität ungünstig beeinflußt wird, da ja die Vorbedingung für die Selektivität, nämlich ein kleiner Dämpfungsfaktor vorhanden ist. Dies gilt sowohl für die Antennenkoppelung als auch für die Koppelung des Hilfsempfangskreises, wenn ein solcher verwendet wird. Die Tatsache, daß die Empfindlichkeit und die Selektivität sowohl vom Widerstande als auch von Koppelungskoeffizienten unabhängig sind, macht es möglich, ein viel wirksameres Transformationsverhältnis zu verwenden als dies bisher praktisch möglich gewesen ist.

13. Verwendung des Dynatrons zum Ausgleich von Widerstand in Hochfrequenzkreisen.

Der negative Widerstand des Dynatrons kann benutzt werden, um Energieverluste beliebiger Herkunft in jedem beliebigen Stromkreis zu ersetzen, und der Stromkreis verhält sich infolgedessen, was Selektivität, Dämpfung und Empfindlichkeit gegen von außen kommende Einwirkungen anlangt, wie ein Stromkreis, der den Widerstand Null hat. Der Energiebetrag, der durch das Dynatron dem Stromkreis zugeführt wird, ist $i^2 \cdot r$, wo r der negative Widerstand und i der Strom (Dauerwert oder quadratischer Mittelwert) durch das Dynatron ist. Beispiele für diese Verwendung des Dynatrons in einfachen Stromkreisen, die Widerstand, Induktanz und Kapazität enthalten, sind bereits

Digitized by Google

in den Abschnitten 3 bis 6 gegeben worden. Zwei weitere Beispiele sollen seine Verwendung in Stromkreisen zeigen, in denen die Widerstandscharakteristik verwickelter ist.

a) Dynatron im Plattenkreis eines Pliotrons für aperiodische Verstärkung.

Der durch das Pliotron fließende Strom wächst bei konstanter Gitterspannung mit zunehmender Spannung an der Platte, d. h. das Pliotron hat die Charakteristik eines positiven Widerstandes, wodurch sein Verstärkungsvermögen begrenzt ist, wie dies im Abschnitt 8 erläutert worden ist. Diese Widerstandscharakteristik kann ausgeglichen

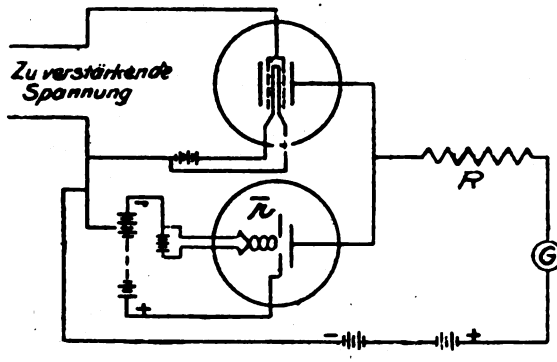


Fig. 21.

werden, indem ein Dynatron parallel zu dem Pliotron geschaltet wird, wie dies in Fig. 21 dargestellt ist. Bei Verwendung eines Pliotrons, dessen „positiver Widerstand" 100 000 Ohm betrug, und eines Reihenwiderstandes von 250 000 Ohm im Stromkreis, war man imstande, auf diese Weise das Verstärkungsverhältnis für eine Gleichstromspannung, welches für das Pliotron allein 1 : 12 betrug, auf 1 : 625 zu steigern. Ein weiterer Vorteil dieser Anordnung besteht darin, daß das Dynatron bei einer solchen Spannung betrieben werden kann, daß sein Strom genau gleich groß und entgegengesetzt dem des Pliotrons ist, so daß der Gesamtstrom durch den Stromkreis Null ist. Dies gestattet die Verwendung eines empfindlicheren Meßinstrumentes.

b) Dynatron im Gitterkreis eines Pliotron-Detektors.

Dem Anwachsen der Spannung des Gitters eines Pliotrondetektors wirkt nicht nur der Sprühstrom entgegen, der mit der Spannung wie

Digitized by Google

in einem positiven Widerstande wächst, sondern auch die gegenelektromotorische Kraft und die Verluste in seinem eigenen Stromkreis und in demjenigen der mit ihm gekoppelten Antenne. Diese Verluste können durch Parallelschaltung eines Dynatrons mit dem Gitter ausgeglichen werden, wie dies in Fig. 22 dargestellt ist. Mit dieser Schaltungsanordnung konnte die Intensität schwacher Signale eines

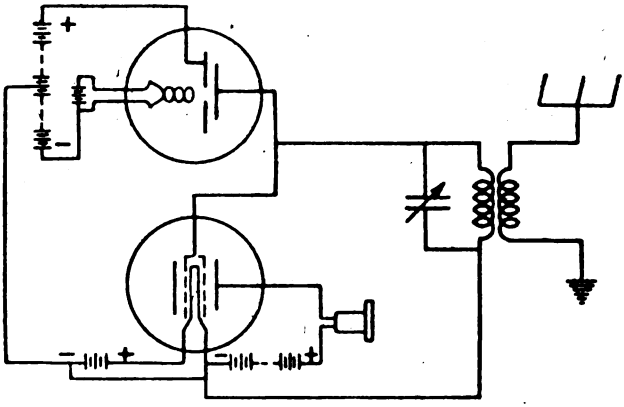


Fig. 22.

Funkensenders von der Grenze der Hörbarkeit bis zum Brüllen gesteigert werden.

Statt direkt mit dem Gitter des Pliotrons verbunden zu werden, kann das Dynatron auch in einen gesonderten Kreis eingeschaltet werden, der induktiv mit irgendeinem Teil des Gitter- oder des Antennenkreises gekoppelt ist.

14. Das Pliodynatron als Verstärker und Detektor.

Im Abschnitt 8 ist gezeigt worden, daß das Pliodynatron in Hintereinanderschaltung mit einem geeigneten Widerstand imstande ist, eine aperiodische Spannungsvergrößerung von 1 : 1000 zu erzeugen.

Um diese Verstärkung aufrecht zu erhalten, bedarf es konstanter Batterien und beständiger Aufmerksamkeit. Ein Verstärkungsgrad von 1 : 100 ist jedoch sehr leicht aufrecht zu erhalten. Durch Hintereinanderschaltung zweier Pliodynatrons konnte eine Gesamtverstärkung von 1 : 10 000 erhalten werden. Mit diesem Verstärkungsgrad würde es möglich sein, drahtlose Nachrichten mit Hilfe einer aperiodischen Antenne zu empfangen.

Digitized by Google

Diese Anordnung von Pliodynatron und positivem Widerstand ist ebenso anwendbar auf einen abgestimmten Antennenkreis. Die Schaltungsanordnung ist in Fig. 23 dargestellt. Das Telephon selbst liefert genügenden Widerstand und ein Kondensator C', der quer zum Telephon geschaltet ist, ist so abgeglichen, daß seine Kapazität gerade groß genug ist, um den Schwingungskreis am Schwingen zu hindern, gemäß der Bedingung 3 im Abschnitt 5. Bei dieser Schaltungsanordnung ist die Verstärkung asymmetrisch, d. h. für die Veränderung des Gitter-

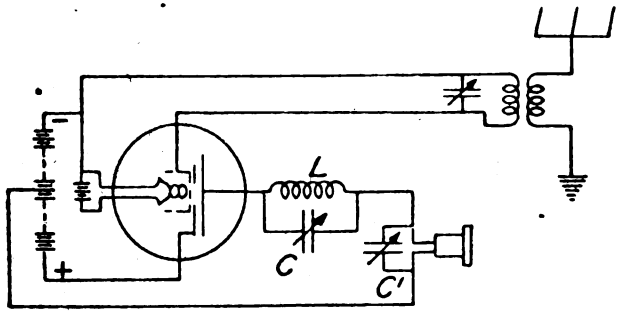


Fig. 23.

potentials im positivem und im negativen Sinne verschieden groß, wie in Fig. 18 dargestellt. Um die Selektivität zu vergrößern, kann ein Schwingungskreis $L\,C$, der auf die Hochfrequenz abgestimmt ist, in Reihe mit dem Telephon geschaltet und entweder auf die Grenze der Schwingungen eingestellt oder so verwendet werden, daß er Schwingungen für Heterodyne-Empfang erzeugt. Das Telephon sollte im Falle des drahtlosen Empfanges auf die Gruppenfrequenz der Signale abgestimmt werden. Es kann dann durch Abgleichen des negativen Widerstandes an die Grenze der Tonschwingung gebracht werden und die endgültige Abgleichung für Hochfrequenzempfindlichkeit kann durch Veränderung des Verhältnisses $\frac{L}{C}$ bewirkt werden, wobei ihr Produkt konstant gehalten wird.

Im Stromkreis der Fig. 23 können in der soeben beschriebenen Art alle Verluste kompensiert werden, außer denen im Gitterkreis und in der Antenne. Fig. 24 zeigt eine Abänderung der Schaltungsanordnung nach Fig. 23, in der die Gitter- und Antennenverluste ebenfalls kompensiert sind. Diese Abänderung besteht darin, daß das Gitter nicht mit der Glühkathode, sondern mit einem passend gewählten Punkt P auf einem in Reihe mit der Platte geschalteten Widerstand

Digitized by Google

R verbunden wird. Das Pliodynatron wird dann bei einer solchen Spannung betrieben, daß der Strom im Plattenkreis negativ ist (zwischen B und C in Fig. 3), d. h. daß positive Elektrizität oder ihr Äquivalent von der Glühkathode nach der Platte über das Vakuum und von dort durch die Batterie und den Widerstand R zur Glühkathode zurückfließt. Eine Steigerung des Potentials des Gitters verstärkt den Strom durch R und hebt das Potential von P, und hierdurch findet eine weitere Steigerung des Gitterpotentials statt. Durch dieses Zusammenwirken wird Energie von dem Plattenkreis zurückgeführt und dies

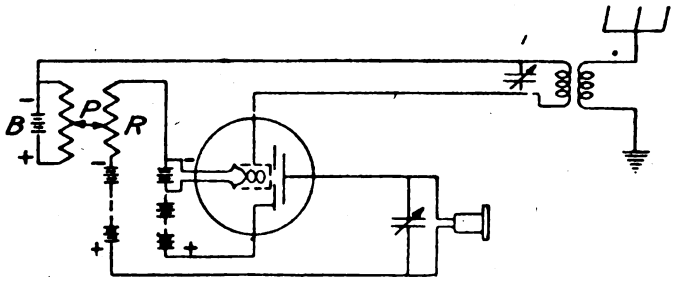


Fig. 24.

kann so eingestellt werden, daß jeder beliebige gewünschte Energiebetrag in den Gitterkreis geliefert wird, und durch geeignete Einstellung von P kann der so gelieferte Energiebetrag gerade so groß gemacht werden, daß die Verluste im Gitter und in der Antenne ausgeglichen werden, ohne Schwingungen zu veranlassen. Die Antennenkoppelung sollte fest sein und ihr Widerstand kann so groß wie gewünscht sein. Endlich wird auch noch, wie Fig. 24 erkennen läßt, ein von der Batterie B gespeister Spannungsteiler (Potentiometer) vorgesehen, dessen Spannung gleich dem normalen Spannungsabfall in R ist, um das Gitterpotential während der Abgleichung konstant zu halten.

Zusammenfassung.

Es wird eine neue Vakuumröhre mit Glühkathode und drei Elektroden, das sogenannte Dynatron, beschrieben. Eine konstante positive Spannung wird zwischen die Glühkathode und die durchlöcherte rauhe Anode gelegt. Eine Hilfsanode ist jenseits der Hauptanode angeordnet und wird auf einem niedrigeren positiven Potential als die Hauptanode gehalten.

Digitized by Google

Infolge der Emission von Sekundärelektronen von der Hilfsanode aus wirkt der Stromkreis von der Hilfsanode nach der Glühkathode innerhalb eines gewissen Bereichs der angelegten Spannung wie ein wahrer negativer Widerstand. Infolgedessen kann das Dynatron als Schwingungserzeuger für fast jede gewünschte Ton- oder Hochfrequenz oder auch als Spannungs- oder als Stromverstärker benutzt werden. Die Theorie der Schwingung hierfür wird gegeben und durch Versuche bestätigt.

Die Wirkung magnetischer Felder auf den Wert des negativen Widerstandes wird untersucht. Die Wirkung der Einfügung eines wahren Gitters (wodurch das Pliodynatron entsteht), wird ebenfalls betrachtet. Diese letztere Anordnung ist nicht nur ein Verstärker, sondern kann auch bequem als gesteuerter Schwingungserzeuger für drahtlose Telephonie verwendet werden. In diesem Zusammenhang werden Versuche beschrieben.

Die Verwendung des Dynatrons als verstärkender Detektor und als Mittel zum Ausgleichen des Widerstandes im Stromkreis wird erklärt, ebenso die gleichartige Anwendung des Pliodynatrons.

Alle Verluste in den Empfängerstromkreisen können kompensiert und Selektivität auch bei fester Koppelung aufrecht erhalten werden.

(Übersetzt aus den Proc. Inst. Radio Eng. **6**, Nr. 1, S. 5—35, Februar 1918, von H. Eales.)

Referate.

Martin Sjöström, Experimentelle Untersuchungen über die Beugung elektromagnetischer Wellen an einem Schirm mit geradlinigem Rande, Upsala Universitets Arsskrift 1916. (Selbstreferat des Verfassers.)

Das fragliche Problem hat in erster Linie rein wissenschaftliches Interesse, in zweiter Linie scheint es aber auch einige Aufmerksamkeit von radiotelegraphischem Gesichtspunkt aus zu verdienen, da es ein sehr einfaches und anschauliches Bild davon gibt, wie die Beugungsphänomene entstehen, wenn eine elektromagnetische Welle den Rand eines Hindernisses passiert, und außerdem Anweisung zu einem einfachen Verfahren gibt, die Intensitätsverteilung in dem Strahlungsfelde

Digitized by Google

zwischen dem Sender, dem beugenden Hindernis und dem Empfänger approximativ zu schätzen.

Das rein wissenschaftliche Interesse knüpft sich an die Frage nach der Allgemeingültigkeit des Maxwellschen Gleichungssystems zur Erklärung der elektromagnetischen Erscheinungen. Wir wissen, daß es keine Gültigkeit für die sehr raschen Zustandsänderungen, die sich innerhalb der Atome abspielen, besitzen kann, und die Frage erhebt sich da, ob ihm nicht sogar innerhalb des Spektralgebiets der Hertzschen Wellen vollkommene Gültigkeit abgeht.

Verf. hat früher (Jahrb. **9**, 74, 1914; **10**, 364, 1916) den Nachweis geführt, daß der Unterschied, der tatsächlich zwischen den experimentell gefundenen Werten für die Geschwindigkeit der Wellen in Luft und längs Drähten bestand, Störungswellen von den begrenzenden Flächen des Arbeitszimmers her zuzuschreiben war. K. F. Lindman und M. Erhardt haben danach aufs neue diese Geschwindigkeiten unter Eliminierung der angegebenen Fehlerquelle bestimmt und sie gleichgroß gefunden, womit also dieser nächstliegende Folgesatz der Maxwellschen Gleichungen volle Bestätigung erhalten hat.

Eine Prüfung ihrer vollen Gültigkeit erfordert indessen als Untersuchungsgegenstand ein kompliziertes Phänomen, das sich doch mit einfachsten experimentellen Mitteln hervorrufen und studieren läßt, und das mathematisch exakt behandelt ist. Eben von diesen Gesichtspunkten aus ist die fragliche Aufgabe gewählt worden.

Daß der entsprechende optische Versuch nicht in allen Teilen die Theorie hat bestätigen können, ist nicht erstaunlich, da es in der Optik unmöglich ist, die theoretischen Voraussetzungen eines im Vergleich zur Wellenlänge dünnen, vollständig spiegelnden Schirms mit geradem Rande zu realisieren. Auf dem Spektralgebiet der Hertzschen Wellen lassen sich diese Voraussetzungen in einfachster Weise verwirklichen. Dort kann man auch dahin gelangen, die Verhältnisse innerhalb des Abstandes einiger Wellenlängen vom Schirmrande zu untersuchen.

Eine theoretisch exakte Behandlung des mathematischen Problems wurde zuerst von Sommerfeld an einer an optische Versuche angepaßten Problemstellung und von Oseen für den Fall gegeben, daß ein punktförmiger Oszillator in willkürlichem Abstand vom Schirmrande die Wellen aussandte. Im Anschluß an diesen letzteren Fall ist die experimentelle Untersuchung angestellt worden.

Der Oszillator O, der von dem linearen Typus, 18 cm lang, war, war mit drei Funkenstrecken versehen, wobei die zwei Messingantennen

Digitized by Google

an den Elektroden der mittleren Funkenstrecke festgelötet waren. Die Funkenräume wurden von Wasserstoff durchströmt, der mit Alkoholdampf gesättigt war. Der Oszillator war durch einen kautschukisolierten Doppelleiter — behufs Vermeidung der Entstehung von Extraströmen in der Galvanometerleitung — an die Sekundärleitung eines mittelgroßen Induktoriums, das mittels Wechselstroms gespeist wurde, angeschlossen. Die angewandte Wellenlänge war 40 cm, das logarithmische Dekrement der Wellen war ungefähr 0,6.

Der Meßresonator, der linear und auf O abgestimmt war, bestand aus zwei Messingstäben mit teilweise übergeschobenen Messingröhren, die in einen Ebonitklotz eingeschraubt waren und in leitender Verbindung miteinander durch einen für Hertzsche Wellen empfindlichen Molybdänglanzdetektor standen, der so konstruiert war, daß er eine unveränderliche Empfindlichkeit besaß. Mittels eines gleichgebauten Standardresonators wurde kontrolliert, daß die Strahlung von dem Oszillator her während des Verlaufes einer Versuchsserie konstant war.

Die Eigenschwingungen des Meßresonators waren sehr stark gedämpft. Das gesamte logarithmische Dekrement des Resonators betrug nämlich ungefähr 1,2, wovon ungefähr 0,65 auf den Detektor entfiel. Die beiden Resonatoren waren durch dichtgewundene Doppelleiter aus feinem, seideisoliertem Kupferdraht mit zwei Siemens & Halskesche Galvanometern von 10000 Ω Gesamtwiderstand und der Stromempfindlichkeit 10^{-10} verbunden.

Durch eine besondere Untersuchung wurde konstatiert, daß die Galvanometerausschläge α dem Integralwert des Quadrats der Resonatorstromstärke proportional waren.

Das Arbeitszimmer war sehr groß (26,6 λ lang, 19 λ breit und ungefähr 9 λ hoch) und daher zu Versuchen mit freien elektrischen Wellen sehr geeignet. Ungefähr von der Mitte der einen Längswand und senkrecht zu dieser ging der große Zinkschirm, 7,5 λ lang und 7 λ hoch, aus. Dessen vertikaler beugender Rand war etwa eine Wellenlänge von der Mittellinie des Zimmers abgelegen, auf welch letzterer sich der Oszillator in einem Abstand von ca. 2 λ von der Schirmebene befand (siehe Fig. 1 und 2).

Oszillator und Meßresonator, dessen Antennen vertikal gestellt waren, wurden 4,8 λ über dem Fußboden von dünnen, horizontalen Glasröhren getragen, die an je einem schlanken Holzstativ befestigt waren, deren vertikale Gestellteile ca. 6 λ von O bzw. R entfernt waren, um die Einwirkung störender Reflexion von dorther zu vermindern.

Digitized by Google

Die Intensitätsabnahme mit dem Abstande von O zu R bei freier Ausbreitung wurde zuerst untersucht. Es wurde dadurch festgestellt, daß die Reflexionswellen von den begrenzenden Flächen des Zimmers her noch innerhalb des Abstandes $O—R = 5\ \lambda$ die Intensitätsmessungen nicht beeinträchtigen.

Die Hauptuntersuchung umfaßt eine detaillierte Ausmessung des Beugungsfeldes bei der oben fixierten gegenseitigen Lage von Schirm

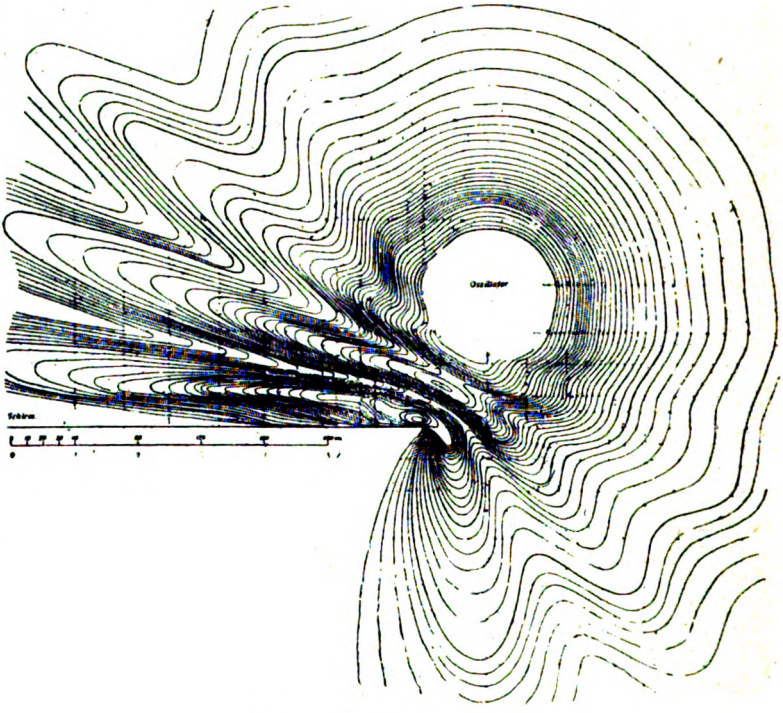


Fig. 1. Intensitätskarte.

und Oszillator (Schirmlage I). Die Strahlungsintensität wurde in Punkten an einer Menge einander kreuzender Linien gemessen, die teils senkrecht, teils parallel mit dem Schirm durch dünne Nähgarnfäden markiert werden konnten. Die Intensitätsbeobachtungen von den verschiedenen Teilen des Feldes her wurden sodann auf eine bestimmte Oszillatorstrahlungsstärke reduziert. Auf einer Karte der Äquatorialebene des Oszillators wurden dann die Resonatorlagen der reduzierten

Digitized by Google

α-Werte 4, 5, 7 ... 15, 18, 20, 25 ... 140, 150 ... eingetragen, wonach die Punkte gleicher Intensität durch Linien miteinander verbunden wurden, die sich so genau wie möglich an die tatsächlichen Verhältnisse anschlossen. Das Bild, das man auf diese Weise erhielt, die Intensitätskarte (Fig. 1) erinnert an die Niveaukarte einer Landfläche (Intensitätsfläche) mit Höhenzügen (verstärkte Intensität) und Tälern (geschwächte Intensität).

Zum erstenmal ist damit eine auf Versuchsergebnisse gegründete vollständige Kartierung der Intensitätsverteilung im Beugungsfelde

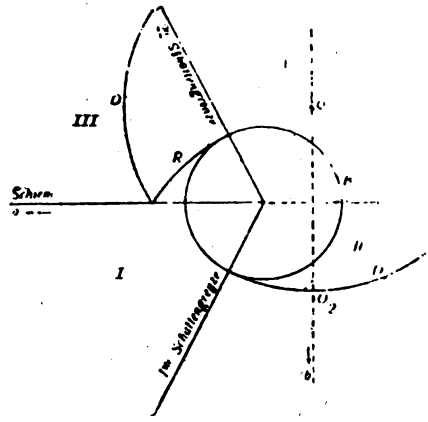


Fig. 2.

sowohl dicht neben wie viele Wellenlängen von dem beugenden Hindernis entfernt ausgeführt, die sich zudem sehr gut zu einem Vergleich mit der Theorie eignet. Ein anderer beträchtlicher Gewinn dieser Behandlungsweise der Beugungsaufgabe ist der, daß man einen Überblick über die Einwirkung gewisser systematischer Fehlerquellen erhält, die sonst leicht hätten übersehen werden können, wo sie sich nicht sehr deutlich kundgeben, und die bisweilen Beugungserscheinungen vortäuschen könnten, ganz besonders wenn man Schlüsse aus einzelnen Messungsreihen zu ziehen versuchte.

Meiner Erfahrung nach kann man bei Arbeiten mit Hertzschen Wellen nicht Mühe genug darauf verwenden, dem nachzuforschen, was alles für Kräfte es sind, die zusammenwirken, um diesen einen Galvanometerausschlag zu geben, der recht einfach zu registrieren ist.

Aus Fig. 1 sehen wir z. B. ganz vorn am Schirmrande eine starke Deformation des ersten Höhenrückens. Es erwies sich, daß diese ihren

Digitized by Google

Grund in der Eigenausstrahlung des Resonators hat, die von dem Schirm zurückgeworfen wird und sich dem Strahlungsfelde überlagert, demnach nichts mit dem Beugungsphänomen selbst zu tun hat, was zu vermuten sonst recht nahe liegen könnte. Andere Fehlerquellen sind experimentell untersucht worden, entweder um ihre Eliminierung durch zweckmäßige Versuchsanordnungen zu ermöglichen oder, wenn dies unmöglich sein sollte, doch eine Schätzung ihrer Einwirkung auf die Meßresultate zu gewinnen. Von solchen sind zu nennen die Ausstrahlung des Meßresonators zum Standardresonator, die den Strom in dem letzteren bald verstärken, bald schwächen kann, je nach ihrer gegenseitigen Lage und ihrer Lage im Verhältnis zum Oszillator, die Einwirkung horizontaler und vertikaler Stativteile und der Leiter (einschließlich des Resonators) auf die Strahlung vom Oszillator her und mutatis mutandis auf den Ausschlag des Resonators ferner die Reflexionswellen von den begrenzenden Flächen des Zimmers und von Gegenständen im Zimmer her

Mit Ausnahme des ersten Höhenrückens vor dem Schirm haben die Fehlerquellen nicht merkbar die Lagen der Höhenrücken und der Talböden verschieben, wohl aber eine Unsicherheit in die absoluten Intensitätswerte auf einige wenige Prozente einführen können.

Das experimentelle Material scheint demnach ziemlich wohl geeignet zu einem Vergleich mit den numerischen Berechnungen zu sein, die, auf Oseens Lösung für diesen Beugungsfall gegründet, sich unter Ausarbeitung befinden.

Die allgemeinen charakteristischen Züge des Beugungsvorganges treten indessen bereits in Sommerfelds und Oseens Lösungen des zweidimensionalen Problems hervor. Sie lassen sich ungezwungen auf folgende Weise interpretieren.

Man denke sich eine Ebene senkrecht zum Schirm und der leuchtenden Linie gelegt (Fig. 2). Von dem leuchtenden Punkt O in dieser Ebene breitet sich eine Welle D aus. Wenn diese den Schirm trifft, führt sie zur Entstehung einer reflektierten Welle R, die von dem Spiegelbild O_2 des Oszillators im Schirm auszugehen scheint, gleichzeitig damit, daß die erste Welle den Oszillator verläßt. Diese beiden Wellen treffen gleichzeitig an der Kante K des Schirmes ein. Diese wird nun das Zentrum für eine neue Welle B, die sich nach allen Richtungen ausbreitet. Es ist nun zweckmäßig, die Ebene in drei Teile einzuteilen, I. den geometrischen Schattenraum, II. den direkt durchstrahlten Raum bis zum ersten reflektierten Strahl hin (die zweite Schattengrenze), III. den Reflexionsraum, der sich bis zum Schirm hin

Digitized by Google

erstreckt. In I. verläuft die Beugungswelle B allein, in II. interferiert sie mit der direkten Welle D, und gibt dadurch Anlaß zu den aus der Optik bekannten Beugungserscheinungen vor und hinter dem Spiegel, in III. interferieren alle drei Wellen B, D, R. Die Interferenzstreifen von D und R sind weitaus die stärksten. Die Intensität der Beugungswelle ist nämlich am größten in II. gleich nach außen von den beiden Schattengrenzen und nimmt auf gleichartige Weise nach dem Innern von I. und III. rasch ab.

Bekanntlich verstärken und schwächen R und D einander am meisten längs einer Schar von Hyperbeln mit O_1 und O_2 als Foci, und sukzessiven Vertices im Abstande $\frac{\lambda}{4}$ voneinander. Diese Hyperbeln sind in der Fig. 3 in dicken Linien gezogen.

Wenn die Phase von B in allen Richtungen konstant wäre, würden die Verstärkungen und Abschwächungen von D und B gleichfalls mit einem Hyperbelsystem mit K und O_1 als Foci zusammenfallen. Unter der Annahme, daß B an der Schirmkante gegen D nicht um $\varphi = \pi$, wie R es wird, sondern um $\varphi = \pi - \frac{\pi}{4}$ in der Phase verschoben wird, ist das in dünnen Linien gezogene Hyperbelsystem der Fig. 3 konstruiert worden. In diese Figur sind auch die der Intensitätskarte entnommenen Punkte eingetragen, wo die Höhenzüge und Täler von den verschiedenen Linien überquert werden, längs welchen die Beobachtungsreihen aufgenommen wurden.

Im Reflexionsraume fallen die beobachteten Punkte sehr gut mit den berechneten Reflexionshyperbeln — mit Ausnahme nur für die erste Hyperbel zufolge der oben angeführten Ursache — im Raume II mit den Beugungshyperbeln zusammen. Nur in der Nähe der sekundären Schattengrenze ist im Raume II eine deutliche Abweichung zu erkennen. Die Beugungsstreifen ändern dort ihre Richtung, biegen von den berechneten Beugungshyperbeln ab und verschwinden in den kräftig skulptierten Höhenzügen und Tälern, die durch Interferenz zwischen der direkten und der reflektierten Welle entstanden sind. Diese Abbiegung geschieht bereits, bevor die sekundäre Schattengrenze erreicht ist, was darauf deutet, daß der φ Wert der Beugungswelle allmählich nach π hin verschoben wird, wenn ihre Fortpflanzungsrichtung sich dem Zusammenfall mit der Schattengrenze nähert.

Die Ergebnisse einer Untersuchung bei einigen anderen Schirmlagen deuten darauf hin, daß die Phasenverschiebung φ in II mit Ausnahme nur des Gebiets nächst den Schattengrenzen innerhalb recht

Digitized by Google

weiter Grenzen von der Lage von Schirm und Oszillator im Verhältnis zueinander unabhängig und also immer gleich $\pi - \frac{\pi}{4}$ ist, und

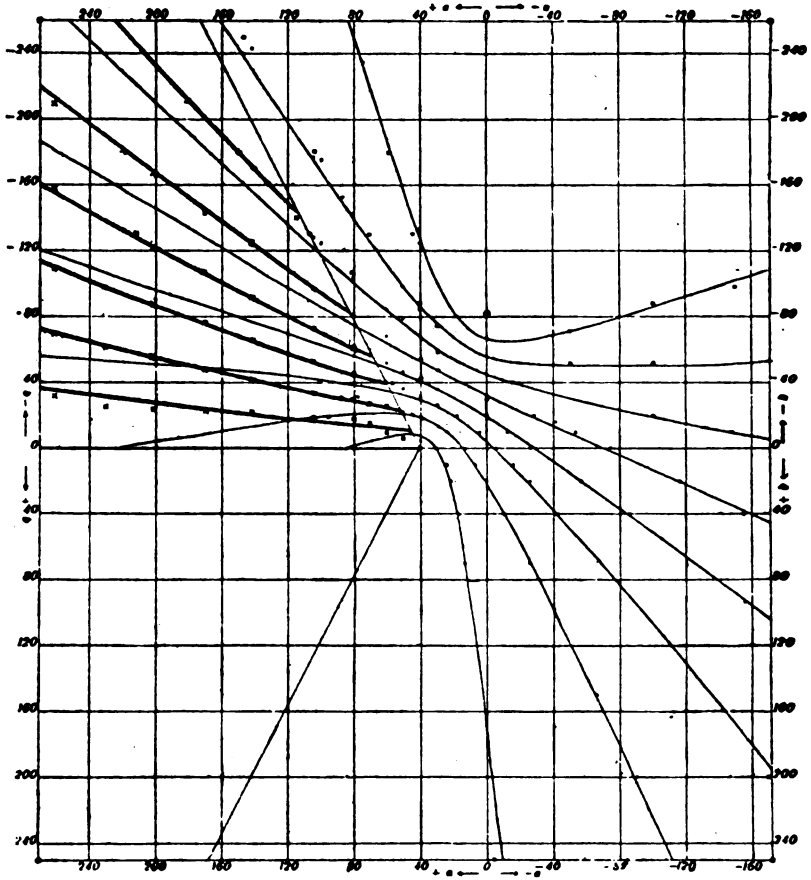


Fig. 3.

daß *die Lage der Beugungsstreifen auf die oben angewandte einfache Weise bestimmt werden kann.*

Inwieweit ist nun ein Einfluß der Beugungswelle auf die Intensitätsverteilung im Raume III zu verspüren? Versuche haben gezeigt, daß bei großen Beugungswinkeln *i. e.* in Richtungen, die einen großen Winkel mit der sekundären Schattengrenze bilden, die In-

Digitized by Google

tensitätsverteilung ungeändert bleibt, wenn der Schirm so vergrößert wird, daß die Kante parallel mit sich selbst weiter weg verschoben wird. Die Beugungswelle ist also von unmeßbarer Intensität bei großen Beugungswinkeln. Bei kleineren Winkeln wird ihr Einfluß merkbar und nimmt an Bedeutung zu, je kleiner der Winkel wird. Die beiden Kurven der Fig. 4 z. B. sind 96 cm von der Mittellinie des Zimmers entfernt aufgenommen, die eine bei Schirmlage I, die andere nachdem der Schirm so weit verlängert worden war, daß

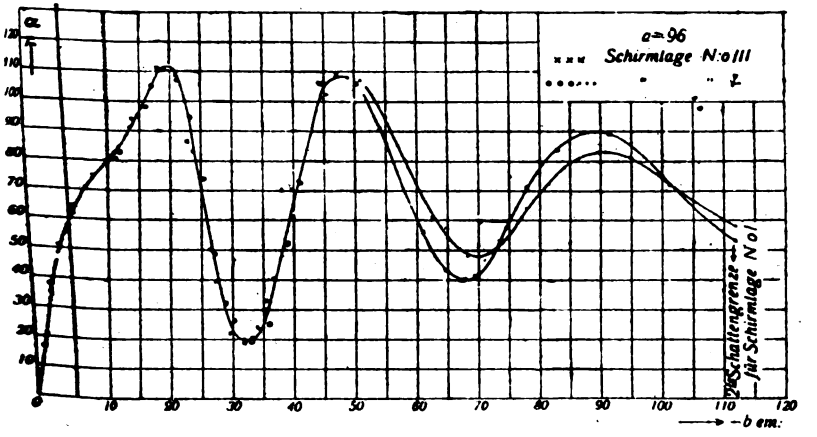


Fig. 4.

K in einem Abstande von einer Wellenlänge auf der anderen Seite (vgl. Fig. 3) der Mittellinie zu liegen kam (Schirmlage III).

Die Intensitätswerte fallen gemäß dem obigem zunächst gut längs derselben Kurve, gehen dann aber auf der Außenseite des zweiten Maximums entschieden auseinander. Bei Schirmlage III, bei der die Intensitätswerte von der Beugungswelle unbeeinflußt sein müssen, sind die Maxima höher und die Minima tiefer als bei Schirmlage I, wo die Beugungswelle demnach unverkennbar die Kurve abzuplatten und die Maxima und Minima außerdem etwas zu verschieben vermag. Hiermit ist also konstatiert, daß die Beugungswelle auch eine kleine Strecke in den Reflexionsraum hinein, von der Schattengrenze aus gerechnet, eine deutliche und recht starke Einwirkung auf die Intensitätsverteilung daselbst hat.

In dem geometrischen Schattenraum verläuft die Beugungswelle allein, ihre Intensität ist sehr schwach und wird immer schwächer, je

Digitized by Google

weiter man von der Schattengrenze ab in denselben eindringt. Es tritt aber hier ein bemerkenswertes Phänomen auf, das bei der Beugung des Lichtes nicht beobachtet worden ist. In einem Abstande von 4—5 Wellenlängen von dem Schirmrande und dann weiter weg ist eine Kräuselung der Intensitätsfläche beobachtet worden. Die Intensitätsfluktuationen liegen näher dem Schirm weiter auseinander, und nehmen an Zahl zu und rücken einander immer näher, je weiter weg von dem Schirm sie gemessen worden sind; sie setzen sich auch in den Raum II hinein fort. Wird der Schirm um ein paar Zentimeter verlängert, so machen die Kräuselungen annähernd so, als wenn sie fest mit der Schattengrenze verbunden wären, die Bewegung mit.

Die Intensität derselben ist indessen sehr schwach, nur ca. 0,0001 der Intensität im Abstande einer Wellenlänge vom Oszillator. Die Lagen der Fluktuationen und die Intensitätsverhältnisse können jedoch infolge der Einwirkung von Störungswellen nicht als sicher bekannt betrachtet werden.

Es ist da von größtem Interesse, daß Oseens Theorie gleichfalls voraussagt, daß ein Phänomen eben des oben geschilderten allgemeinen Charakters bei der Beugung von Wellen, die so stark gedämpft sind wie die bei dieser Untersuchung angewandten, entstehen muß.

Die Schlußfolgerungen der Theorie gemäß Oseens Berechnungen haben durch die Experimente volle Bestätigung erhalten. Es liegt folglich hiermit eine kräftige Stütze für die Berechtigung der Annahme vor, daß die Maxwellschen Gleichungen noch für Schwingungen von der Frequenz (10^9) der Hertzschen Wellen volle Gültigkeit besitzen.

W. H. Eccles, The Year Book of Wireless Telegraphy and Telephony 1916. 616—624; **G. W. O. Howe,** l. c. 1917, 694—704: Kapazität, Selbstinduktion und Wellenlänge von Luftleitern.

Wellenlänge, wirksame Kapazität. Selbstinduktion und Widerstand nes Luftleiters müssen bekannt sein, wenn man Einblick in seine Arbeitsweise erhalten will. Ihre Bestimmung ist sowohl rechnerisch wie auch experimentell nach verschiedenen Methoden ausführbar. Der Rechnung und Messung am zugänglichsten ist die Wellenlänge.

Die „wirksame" Kapazität ist wohl zu unterscheiden von der „elektrostatischen" Letztere ist unabhängig von der Frequenz, wo hingegen die erstere mit der Wellenlänge abnimmt.

Digitized by Google

Daraus ergibt sich ohne weiteres, daß die Kenntnis der „elektrostatischen" Kapazität von untergeordneter Bedeutung ist.

Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse bei der Selbstinduktion des Luftleiters.

Eccles schlägt deshalb vor, die Wellenlänge als Ausgangspunkt für die Bestimmung von Kapazität und Selbstinduktion zu nehmen. Seine Methode läßt sich am einfachsten an Hand eines praktischen Beispiels erläutern. Der Luftleiter bestehe aus einem senkrecht zur Erde hochgeführten geraden Draht von $l = 147$ m Länge.

Seine Eigenwelle bestimmt sich nach der mit der praktischen Erfahrung im Einklang stehenden Formel

$$\lambda_0 = 4{,}2 \cdot l$$

zu

618 m

Verlängert man den Luftleiter durch Einschalten einer Spule vom Selbstinduktionskoeffizienten $L = 163\,000$ cm, so wird seine Wellenlänge $\lambda = 1200$ m werden, was experimentell leicht nach bekannten Methoden ermittelt werden kann.

Aus der folgenden Figur ergibt sich für das Verhältnis $\frac{\lambda}{\lambda_0} = 1{,}94$ (linke Seite), die Größe $\frac{L}{L_0}$ zu 1,15 (rechte Seite) und weiter

$$L_0 = \frac{L}{1{,}15} = 142\,000 \text{ cm}$$

Durch die Werte von L_0 und λ_0 ist dann ohne weiteres auch die Größe der „wirksamen" Kapazität C_0 gegeben

Diese kann experimentell in ähnlicher Weise wie die Selbstinduktion auch direkt bestimmt werden.

Schaltet man an Stelle der Selbstinduktion L in den Luftleiter eine Kapazität $C = 1610$ cm ein, so ergibt die Messung eine Wellenlänge $\lambda = 470$ m.

An Hand der Figur läßt sich der zu dem Verhältnis $\frac{\lambda}{\lambda_0} = 0{,}762$ gehörige Wert $\frac{C}{C_0}$ zu 0,96 bestimmen und damit wird

$$C_0 = \frac{C}{0{,}96} = 1680 \text{ cm}$$

Aus C_0 und λ_0 kann dann L_0 berechnet werden. Sobald man

Digitized by Google

die Größen L_0, C_0 und λ_0 gefunden hat, ist man in der Lage auf sehr einfache und schnelle Weise aus der Figur die Wellenlänge des Luftleiters sowohl für beliebig große eingeschaltete Kapazitäts- oder

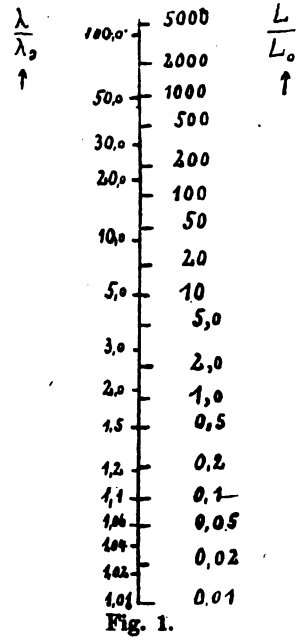


Fig. 1.

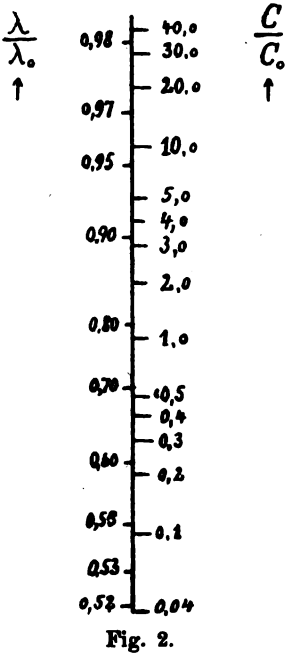


Fig. 2.

Selbstinduktionswerte, als auch für jede Kombination beider zu entnehmen.

Beispiel 1.

In die angenommene Antenne ($L_0 = 142\,000$ cm, $C_0 = 1680$ cm, $\lambda_0 = 618$ m) wurde ein Kondensator von der Kapazität $C = 485$ cm eingeschaltet.

Fig. 2 liefert für $\frac{C}{C_0} = 0{,}286$ das Verhältnis $\frac{\lambda}{\lambda_0} = 0{,}623$ und die gesuchte Wellenlänge

$$\lambda = 0{,}623 \cdot 618 = 385 \text{ m}$$

Beispiel 2.

Es werde an Stelle des Kondensators eine Spule vom Selbstinduktionskoeffizienten $L = 682\,000$ cm eingeschaltet.

Digitized by Google

Fig. 1 ergibt für $\frac{L}{L_0} = 4{,}8$ den Wert

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = 3{,}56 \quad \text{und} \quad \lambda = 3{,}56 \cdot 618 = 2200 \text{ m}$$

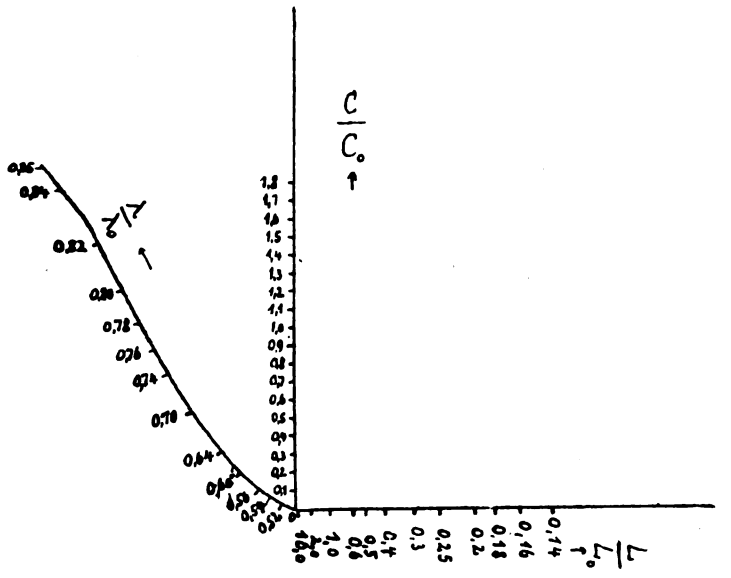


Fig. 3.

Beispiel 3.

In der Antenne befindet sich die Spule mit dem Selbstinduktionskoeffizienten $L = 27\,300$ cm in Serie mit dem Kondensator $C = 1030$ cm. $\frac{L}{L_0}$ wird in diesem Falle gleich 0,192, das Verhältnis der Kapazitäten $\frac{C}{C_0} = 0{,}614$.

Trägt man diese beiden Größen auf den Koordinatenachsen der Fig. 3 ab, so schneidet ihre Verbindungslinie die Kurve für die Wellenverhältnisse in dem gesuchten Punkte und zwar wird

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = 0{,}79$$

und daher $\lambda = 0{,}79 \cdot 618 = 488$ m

Digitized by Google

Die Benutzung der Kurven ist außerordentlich bequem, sie führt erheblich schneller zum Ziel wie die Ausrechnung.

Die Kurven können auch benutzt werden, um nur noch einen von vielen anderen Fällen anzuführen, zur Bestimmung der zusammengehörigen Werte von Kapazität und Selbstinduktion, die eine bestimmte Wellenlänge ergeben.

Wird die Antenne mit einem zweiten Schwingungskreise gekoppelt, so ändert sich der Selbstinduktionskoeffizient L.

An seine Stelle ist dann der Ausdruck $L(1 - K^2)$ zu setzen. wo K den Kopplungskoeffizienten beider Kreise bedeutet. Bei losen Kopplungen ist die dadurch bedingte Änderung der Selbstinduktion nicht erheblich und praktisch vernachlässigbar. Sie beträgt bei einer Kopplung von 10 % nur etwa 1 %.

Anmerkung des Referenten: Die nach der angegebenen Methode bestimmten Werte von wirksamer Kapazität und Selbstinduktion werden nur dann richtig sein können, wenn durch das Zuschalten von Spulen oder Kondensatoren der Schwingungszustand oder die Stromverteilung auf der Antenne nicht wesentlich geändert wird. Über die Grenzen ihrer Anwendbarkeit habe ich ausführlich in der Phys. Zeitschrift 1912, 658—666, berichtet.

Einen anderen Weg zur Bestimmung der Fundamentalgrößen eines Luftleiters schlägt Howe ein.

Er geht aus von einer einseitig offenen Doppelleitung, deren anderes Ende mit einem Wechselstromgenerator verbunden ist.

Wählt man die Länge der Leitung derart, daß sie gleich der Viertelwellenlänge (oder einen ungeraden Vielfachen davon) des vom Generator erzeugten Wechselstromes ist, so kann man die Maschine abschalten, ohne die Schwingungsvorgänge auf den Drähten zu stören, vorausgesetzt, daß Verluste durch Strahlung und Joulesche Wärme nicht vorhanden sind.

Ist die Entfernung zwischen den beider Leitern nicht mehr klein gegenüber der Wellenlänge, so muß zur Erzielung der Resonanz der Generator auf eine etwas längere Welle abgestimmt werden wie zuvor.

An Stelle der einen Leitung kann selbstverständlich die Erde treten.

Wie ändern sich nun die Verhältnisse, wenn der übrig gebliebene Einzeldraht nicht mehr horizontal sondern vertikal angeordnet wird?

Damit die Einzelleitung nicht nur in einer ganz bestimmten Richtung die Energie führt, sondern in der ganzen Ebene, gibt man dem Draht nicht die Form eines Zylinders, sondern eines Kegels, dessen Spitze sich in unmittelbarer Nähe der Erde befindet (s. Fig. 4).

Selbstinduktion und Kapazität werden dann über seine Länge in

Digitized by Google

gleicher Weise verteilt sein, wie bei den behandelten parallelen Drähten. Durch Verkleinerung des Öffnungswinkels des Kegels gelangt man schließlich angenähert zu dem vertikalen geraden Draht.

Unter der Annahme, daß der Einfluß des Drahtendes vernachlässigt wird, und daß das elektrische Feld in kreisförmigen Bahnen verläuft (s. Fig. 5), berechnet sich die Kapazität pro Längeneinheit zu

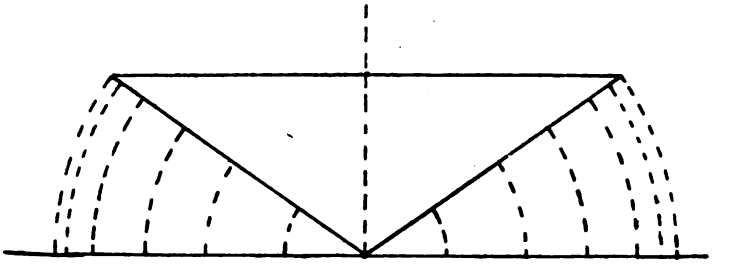


Fig. 4.

$$C = \frac{1}{2 l n \frac{h}{r}} \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \text{Farad}$$

Hierin bedeuten h die Höhen und r den Radius des Leiters gemessen in halber Kegelhöhe..

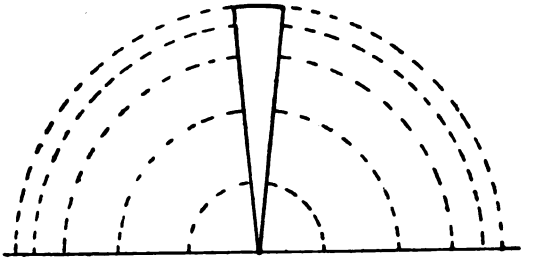


Fig. 5.

Da die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Wellen $v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ ist, so findet man nach Einsetzen des obigen Wertes für C

$$L = 2 l n \frac{h}{r} 10^{-9} \text{ Henry pro Zentimeter}$$

Digitized by Google

Diese Werte stimmen vollkommen überein mit den sich bei einem unendlich langen, horizontal ausgespannten geraden Draht ergebenden, dessen Höhe über dem Boden gleich $\frac{h}{2}$ ist, und man ist daher zu der Annahme berechtigt, daß die wirksamen Induktions- und Kapazitätswerte pro Längeneinheit von Vertikaldrähten angenähert die gleichen sind wie die von horizontalen unendlich langen Drähten in halber Höhe.

Die Grundwellenlänge eines Vertikaldrahtes wird unter Vernachlässigung der Endwirkungen gleich dem 4fachen der Länge sein:

An Stelle des Zahlenfaktors 4 setzt man in allen praktischen Fällen besser 4,2 (Drähte endlicher Länge).

Der Verfasser geht dann über zur Berechnung des Einflusses, den eine in den Luftleiter eingeschaltete Selbstinduktion Lx zur Folge hat.

Bei einer einseitig offenen Doppelleitung von der Länge l ist die scheinbare Impedanz am Leitungsanfang gleich

$$\sqrt{\frac{z}{y}}\,\frac{\mathfrak{Cof}\,al}{\mathfrak{Sin}\,al}$$

z Impedanz, y Admittanz pro Längeneinheit, $a = \sqrt{z \cdot y}$.

Für den Fall des Luftleiters werden diese beiden Größen zu $i\omega L$ und $i\omega C$ angenommen ($\omega = 2\pi f$), und die scheinbare Impedanz wird somit

$$\sqrt{\frac{L}{C}}\,\frac{1}{i\,\mathrm{tg}\,\omega l\sqrt{LC}}$$

Für $\lambda = 4l$ verschwindet dieser Ausdruck, da $\omega l\sqrt{LC}$ dann gleich $\frac{\pi}{2}$ wird.

Schaltet man die Selbstinduktion Lx in den Luftleiter und stellt man wieder Resonanz her, so erhält man für Lx den Ausdruck

$$Lx = \frac{1}{\omega}\sqrt{\frac{L}{C}}\,\frac{1}{\mathrm{tg}\,\omega L\sqrt{CL}}$$

Bezeichnet man die frühere Wellenlänge mit λ_0, die entsprechende Frequenz mit $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$, die nach Einschaltung der Selbstinduktion Lx mit $\lambda = \frac{\lambda_0}{\alpha}$ (α ein Bruch) bzw. $f = \alpha f_0$, so wird, da $\omega_0 l\sqrt{LC} = \frac{\pi}{2}$ ist,

$$Lx = \frac{1}{\omega_0}\sqrt{\frac{L}{C}}\,\frac{1}{\alpha\,\mathrm{tg}\,\alpha\frac{\pi}{2}}$$

Digitized by Google

Nach Einsetzen der zuvor für die Größen C und L berechneten Werte wird

$$Lx = 12{,}76 \cdot h \, ln \frac{h}{r} \frac{1}{\alpha \operatorname{tg} \alpha \frac{\pi}{2}} \cdot 10^{-10} \text{ Henry}$$

Um beispielsweise die Grundwelle eines geraden Drahtes von 2 mm Radius und 100 Fuß Höhe auf den doppelten Betrag zu bringen, muß man in den Luftleiter eine Selbstinduktion

$$Lx = 12{,}76 \cdot 3050 \cdot ln \frac{3050}{0{,}2} \cdot 2 \cdot 10^{-10} \text{ Henry} = 75 \text{ Mikrohenry}$$

einschalten.

Für sehr kleine Werte von Lx geht die obige Formel über in die einfache

$$Lx = \frac{\pi \delta}{2 \omega_0} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

wo $\delta = 1 - \alpha$ gesetzt ist.

In einem gewöhnlichen Schwingungskreis mit konzentrierter Kapazität C_0 und Selbstinduktion L_0 kann man beispielsweise die letztere Größe dadurch experimentell bestimmen, daß man eine bekannte Selbstinduktion Lx dem Kreise hinzufügt und die dadurch hervorgerufene Vergrößerung der Wellenlänge ermittelt.

Da die Kapazität unverändert bleibt, wird

$$\frac{\lambda^2}{\lambda_0^2} = \frac{L_0 + Lx}{L_0}$$

und

$$1 + \frac{Lx}{L_0} = \frac{1}{\alpha^2} = \frac{1}{(1-\delta)^2} = 1 + 2\delta$$

für kleine Werte von δ.

Daraus folgt

$$L_0 = \frac{Lx}{2\delta}$$

Ein vertikaler Draht ohne eingeschaltete Selbstinduktion verhält sich einer kleinen zugefügten gegenüber so, als ob er eine äquivalente Selbstinduktion vom Betrage

$$L_0 = \frac{\pi}{4 \omega_0} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{h}{6 \cdot 10^{10}} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{h}{2} L$$

hätte.

Digitized by Google

17) Eine allgemeingültige Auseinandersetzung: H. Barkhausen, Das Problem der Schw. Erz. 1907, S. 11 u. 28.

18) Ein ähnlicher Ausdruck ist von M. Latour als optimaler Nutzwiderstand für einen Verstärker gebraucht, loc. cit. S. 295.

19) Mir mündlich mitgeteilt Januar 1917.

20) H. Barkhausen, loc. cit. S. 12.

21) G. Vallauri gibt loc. cit. S. 369 eine Bedingung für die Grenze des Einsetzens, die nach einer erheblichen Umformung, bedingt durch eine andere Schaltung und andere Konstanten mit (43) identisch ist Man setze:

$$a = \frac{1}{Q}, \quad b = \frac{a}{Q}, \quad R_1 = \Re - \frac{L}{CR}$$

Auch der Ausdruck von J. Bethenod, Jahrb. der drahtl. Telegr. XII, S. 285, läßt sich nach Eliminierung der Konstanten für den Gitterstrom auf obigen bringen.

22) Der von W. Schottky, loc. cit., kurz „Anodenrückwirkung" genannte Einfluß besteht darin, daß die um 180° gegen den Anodenwechselstrom verschobene Wechselspannung den Strom hindert und herabsetzt, und zwar proportional a.

23) Diese Definition ist von H. Barkhausen, loc. cit. S. 59 auf Charakteristiken angewendet worden, die teilweise positiv, im Mittel aber dennoch negativ sind.

24) A. W. Hull, loc. cit. S. 17.

25) Siehe hierüber Patentliteratur.

26) Der imaginäre Widerstand ist als ∞ zu rechnen.

Die Strahlung von Anteunensystemen.

(Nach einem Vortrage, gehalten in der Physikalischen Gesellschaft in Zürich am 4. Februar 1919.)

Von **Max Abraham.**

Die einfachste Lösung der Feldgleichungen, welche einer freien Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Raume entspricht, ist von H. Hertz gegeben worden. Ein vertikaler Dipol vom Momente $p(t)$ erregt in der Äquatorebene in der Entfernung r das elektrische (vertikale) Feld:

$$\mathfrak{E}_s = -\frac{c^2}{r^3}\left\{p + \frac{r}{c}p' + \frac{r^2}{c^2}p''\right\}_{t-\frac{r}{c}} \tag{1}$$

oder für ungedämpfte Schwingungen, wo

$$p(t) = P \sin(\omega t), \qquad [\omega \text{ Frequenz}]$$

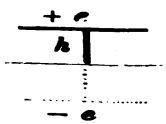
$$\mathfrak{E}_s = -\frac{c^2 P}{r^3}\{(1 - s^2)\sin(\omega t - s) + s\cos(\omega t - s)\} \tag{1a}$$

mit

Digitized by Google

$$s = \frac{\omega r}{c} = \frac{2\pi r}{\lambda} \qquad [\lambda \text{ Wellenlänge}] \qquad (1\,b)$$

In der drahtlosen Telegraphie ist zwar die Ausbreitung nicht frei, sondern durch die Erde beeinflußt. Doch kann man in erster Annäherung die Erde als vollkommen leitend ansehen, und ein Spiegelungsverfahren (ähnlich wie in der Elektrostatik) anwenden. Das mit der Ladung e versehene Antennendach mit seinem Spiegelbild (Ladung $-e$) zusammen ergibt dann einen Dipol vom Moment



$$p = 2he \qquad (h \text{ Höhe}) \qquad (2)$$

Die Formel (1) bzw. (1a) stellt dann das Feld an der (ebenen) Erdoberfläche dar. Allerdings ist die Antenne nur dann einem Dipol äquivalent, wenn

A. $h \ll \lambda$, d. h. wenn die Kapazität des Daches groß gegen diejenige des vertikalen Stückes ist.

B. $r \gg h$, d. h. für Entfernungen, die groß gegen die Höhe sind.

Dagegen enthält (1a) keine einschränkende Annahme über das Verhältnis von Entfernung r zur Wellenlänge λ, d. h. über die Zahl s.

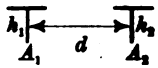
Die nicht unendliche Leitfähigkeit der Erde bringt zwar Abweichungen mit sich. In sehr großer Entfernung (Hunderten von Kilometern über Erde, Tausenden von Kilometern über Wasser) ändern sich nach Sommerfeld die Ausbreitungsgesetze, indem die „Raumwellen" allmählich in „Oberflächenwellen" übergehen. In unmittelbarer Nähe des Senders bringt das Eindringen der elektrischen Kraftlinien in die Erde einen „Erdwiderstand" mit sich. Derselbe bildet einen Teil des „Verlustwiderstandes R^i"; man sucht ihn daher durch Erdnetze möglichst klein zu machen. Immerhin ist er meist von derselben Ordnung wie der „Strahlungswiderstand" R^s. Dieser ist kein Widerstand im eigentlichen Sinne. Im Gegenteil, die Strahlungsleistung ist in der drahtlosen Telegraphie gerade die Nutzleistung. Ihre Bestimmung ist daher die Hauptaufgabe der Theorie der Radiotelegraphie. Für einen Dipol hat man die Strahlungsleistung (J Stromstärke)

$$S_s = R^s \overline{J^2} \quad \text{mit} \quad R^s = \frac{16\pi^2 c h^2}{3\lambda^2} \quad \text{(in elm. E.)} \qquad (3)$$

Der durch Einführung der Hochfrequenzverstärker bedingte Fortschritt der Funkentelegraphie hat dazu geführt, daß man um die Erde ganz herum funken kann. Während man bisher nur

Digitized by Google

bestrebt war, möglichst weit zu kommen, ohne auf die aufgewandte Leistung zu achten, wird man nunmehr die Frage stellen: Wie erzielt man eine gegebene Reichweite oder eine gegebene Strahlung mit möglichst geringem Energieaufwande? Oft wird man auch wünschen, nach einer bestimmten Richtung möglichst viel Energie zu senden, nach anderen Richtungen dagegen möglichst wenig. Das kann man durch Systeme synchron schwingender Antennen erreichen. Von den Untersuchungen, die ich während meiner Tätigkeit in der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie über die Strahlung von Antennensystemen angestellt habe, will ich im folgenden einiges erzählen[1]).



Es mögen sich, im Abstand d voneinander, zwei synchron schwingende Antennen A_1, A_2 befinden. Wir stellen dieselben durch Dipole dar, von den Momenten

$$p_1 = P_1 \sin(\omega t), \tag{4}$$

$$p_2 = P_2 \sin(\omega t) + Q_2 \cos(\omega t). \tag{4a}$$

Aus (2) folgen sofort die Stromstärken:

$$J_1 = \frac{1}{2h_1}\frac{dp_1}{dt}, \qquad J_2 = \frac{1}{2h_2}\frac{dp_2}{dt} \tag{5}$$

Die E.M.K. (E_{12} bzw. E_{21}), welche die erste Antenne auf die zweite, und die zweite auf die erste ausübt, ergeben sich aus den nach (1a) zu berechnenden Feldstärken durch Multiplikation mit den Höhen h_2, h_1.

Die mittleren Arbeitsleistungen dieser E.M.Ke. sind:

$$\left.\begin{aligned} A_1 = J_1 \cdot E_{21} = {} & \frac{\omega c^2 P_1 P_2}{4d^3}\{(1-s^2)\sin s - s\cos s\} \\ & - \frac{\omega c^2 P_1 Q_2}{4d^3}\{(1-s^2)\cos s + s\sin s\}, \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

$$\left.\begin{aligned} A_2 = J_2 E_{12} = {} & \frac{\omega c^2 P_1 P_2}{4d^3}\{(1-s^2)\sin s - s\cos s\} \\ & + \frac{\omega c^2 P_1 Q_2}{4d^3}\{(1-s^2)\cos s + s\sin s\} \end{aligned}\right\} \tag{6a}$$

mit

1) Die ausführliche Ableitung der im folgenden kurz zusammengefaßten Ergebnisse findet man in einer Arbeit, welche demnächst im „Archiv der Elektrotechnik" veröffentlicht werden wird.

Digitized by Google

$$s = \frac{\omega d}{c} = \frac{2\pi d}{\lambda}$$

Um nun, trotz der Anwesenheit der anderen Antenne, die Schwingungen in der einen unverändert zu erhalten, müssen die E.M.Ke. E_{21} bzw. E_{12} durch entgegengesetzt gleiche Kräfte kompensiert werden, welche die Arbeiten $-A_1$ bzw. $-A_2$ leisten. Die von den Antriebsmaschinen der beiden Antennen infolge ihrer Koppelung zu leistende Mehrarbeit beträgt daher

$$-(A_1 + A_2) = -\frac{\omega c^2 P_1 P_2}{2 d^3} \{(1 - s^2) \sin s - s \cos s\} \qquad (7)$$

Was wird nun aus dieser Mehrleistung? Sie wird in Strahlung verwandelt. In der Tat erhält man durch Anwendung des Poyntingschen Satzes auf das Feld, welches durch Überlagerung der Felder der beiden Dipole entsteht, für die gesamte Strahlung den Ausdruck:

$$S_g = \frac{\omega^4}{6c} \{P_1^2 + (P_2^2 + Q_2^2) + 3 P_1 P_2 V(s)\} \qquad (8)$$

mit

$$V(s) = \frac{\cos s}{s^2} - \frac{(1 - s^2) \sin s}{s^3} \qquad (8a)$$

In (8) stellen die ersten beiden Glieder die Strahlungen der einzelnen Antennen dar, das dritte Glied jedoch die durch die Koppelung ihrer Felder bedingte Vergrößerung der Strahlungsleistung; es stimmt mit (7) überein und hängt nur von der mit p_1 gleichphasigen Zeitkomponente von p_2 ab. Man kann (8) auch schreiben:

$$S_g = R_1' \overline{J_1^2} + R_2' \overline{J_2^2} + 2 R_{12}' J_1 J_2 , \qquad (9)$$

wo R_1', R_2' die nach (3) berechneten Strahlungswiderstände der einzelnen Antennen sind, während R_{12}' ein dritter Koeffizient ist. Vergleicht man S_g mit der Energie eines Systemes von 2 Stromkreisen, so entsprechen R_1', R_2' den Koeffizienten der Selbstinduktion, R_{12}' dem der gegenseitigen Induktion; man kann auch einen „Koppelungskoeffizienten der Strahlungsfelder" einführen:

$$k' = \frac{R_{12}'}{\sqrt{R_1' R_2'}} = \frac{3}{2} V(s) \begin{cases} s \ll 1: \quad k' = 1 - \frac{1}{5} s^2, \\ s \gg 1: \quad k' = \frac{\sin s}{s} \end{cases} \qquad (10)$$

Er hängt nur von der Zahl s ab, aber nicht von den Höhen der Antennen. — Man erhält z. B. für zwei Antennen von gleicher Höhe,

Digitized by Google

die von gleichem bzw. entgegengesetzt gleichem Strome durchflossen sind, eine Vermehrung bzw. Verringerung der Strahlung durch die Koppelung im Verhältnis $(1 \pm k^2)$. Die Formel (9) läßt sich auf n synchron in beliebigen Phasen gesteuerte Antennen übertragen und gestattet die Berechnung der Nutzleistung solcher Systeme.

Der **Richteffekt** eines Systemes von zwei Antennen ist durch die Intensität der Strahlung längs der Erdoberfläche bestimmt; hierfür gilt die Formel, in welcher φ den Winkel angibt, den der Fahrstrahl mit der Geraden $A_1 A_2$ bildet:

$$\left.\begin{aligned} S = \frac{\omega^4}{8\pi c r^2}\{P_2^2 + (P_2^2 + Q_2^2) + \\ + 2P_1 P_2 \cos(s\cos\varphi) - 2P_2 Q_2 \sin(s\cos\varphi)\}; \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

sie ist der Zeichnung des Strahlungsdiagrammes zweier synchron gesteuerter Antennen zugrunde zu legen. Die Steuerung von Antennen in vorgeschriebenen Phasen ist jedoch praktisch sehr schwierig.

Daher habe ich die weitere Untersuchung der folgenden Anordnung zugewandt: **Nur die Antenne A_1 ist primär, d. h. von der Maschine angetrieben; die Hilfsantenne A_2 dagegen ist lediglich sekundär, d. h. durch das Feld der ersten Antenne erregt.** Wir sind im Besitze der Mittel, um dieses Problem zu behandeln, sowohl was die Strahlungsleistung S_φ, als was das Strahlungsdiagramm anbelangt. Aus der E.M.K. (E_{12}), welche A_1 auf A_2 ausübt, ergibt sich für den Strom J_2 in der abgestimmten Hilfsantenne

$$J_2 = \frac{E_{12}}{R_2}$$

und daraus nach (5) das Moment derselben, d. h. die in (4a) auftretenden Größen P_2, Q_2:

$$P_2 = -\varrho_2 V P_1, \qquad Q_2 = \varrho_2 U P_1 \quad (12)$$

Dabei ist

$$\varrho_2 = \frac{3}{2}\frac{R_2''}{R_2'^2 + R_2''^2} \quad (12a)$$

das sog. „Widerstandsverhältnis" von A_2, während U folgende Funktion von s ist:

$$U(s) = \frac{s\sin s + (1 - s^2)\cos s}{s^3} \quad (12b)$$

[vgl. Gl. (8a) für $V(s)$]

Führt man die Ausdrücke (12) in die Formel (11) für die Strahlung ein, und vergleicht sie mit der Strahlung der Sendeantenne A_1 allein:

Digitized by Google

$$S_1 = \frac{w^4 P_1^2}{8\pi c r^2}$$

so kann man schreiben:

$$S = S_1 \Phi \tag{13}$$

wobei Φ der „Verstärkungsfaktor" ist:

$$\Phi = 1 - 2f\varrho_2 + g\varrho_2^2 \tag{13a}$$

Dabei sind f, g die folgenden Funktionen von s und φ:

$$f = s^{-2}\cos(s - s\cos\varphi) - (s^{-3} - s^{-1})\sin(s - s\cos\varphi), \tag{13b}$$

$$g = s^{-2} - s^{-4} + s^{-6} \tag{13c}$$

Dieser Ausdruck von Φ ist der Zeichnung des Strahlungsdiagrammes des Systemes zugrunde zu legen; es hängt von den Zahlen ϱ_2 und s ab.

Kann man es erreichen, daß Φ für $\varphi = 0$ verschwindet, daß also das System in Richtung $A_1 A_2$ keine Strahlung aussendet, d. h. daß die Hilfsantenne einen vollkommenen Schatten wirft? Die Bedingungen hierfür lauten:

$$\varrho_2 = 1, \qquad s = 1; \tag{14}$$

sie führen zu wirtschaftlichen Abmessungen nur bei ziemlich kurzen Wellen ($\lambda < 1$ km); bei längeren Wellen fällt die erforderliche Höhe der Hilfsantenne zu groß aus. Doch wird auch bei geringen Höhen derselben, d. h. bei nicht vollkommenem Schatten, eine Schwächung der Strahlung in Richtung $A_1 A_2$ eintreten, wenn nur die zweite der Bedingungen (14) erfüllt ist, d. h. $d = \frac{\lambda}{2\pi}$ ist. In der entgegengesetzten Richtung $A_2 A_1$ wird eine Verstärkung der Strahlung, d. h. eine Spiegelwirkung der Hilfsantenne, bemerkbar sein. — Bei Berechnung der Verstärkung und Schwächung der Strahlung muß indessen bedacht werden, daß der Faktor Φ sich auf eine gegebene Amplitude P_1 des Sendermoments bezieht. Praktisch wichtiger aber ist der auf gegebene Senderleistung bezogene Verstärkungsfaktor Ψ; derselbe weicht von Φ ab, da ja die Schwingungen der Hilfsantenne auf die Sendeantenne zurückwirken und [nach (6)] eine Mehrleistung ($-A_1$) ihrer Betriebsmaschine erfordern. Man erhält:

$$\Psi = \frac{\Phi}{1 + \varrho_1 \varrho_2 F(s)}, \tag{15}$$

wo ϱ_1, ϱ_2 die Widerstandsverhältnisse der beiden Antennen, $F(s)$ die Funktion bedeutet:

Digitized by Google

$$F(s) = \frac{(1 - 8s^2 + s^4)\cos 2s + 2s(1 - s^2)\sin 2s}{s^6} \qquad (15a)$$

Setzt man $\varrho_1 = 1$, $\varrho_2 = 1$, $s = 1$ (die letzten beiden Bedingungen entsprechen vollkommenem Schatten in Richtung $A_1 A_2$), so ist der Verstärkungsfaktor Ψ für die entgegengesetzte Richtung gleich 2; die Strahlung wird also durch Spiegelwirkung verdoppelt.

Die Schatten- und Spiegelwirkung lassen sich auch beim Empfange verwenden, um Störungen durch gewisse Sender auszuschalten, bzw. um die Wellen anderer Sender besser zu empfangen. Stellt man die Hilfsantenne A zwischen den störenden Sender S und den Empfänger E und stimmt sie auf den letzteren ab, so wird bei geeignet gewähltem Abstand $d = AE$ die Störung geschwächt. Stellt man den Empfänger E zwischen den Sender S und die Hilfsantenne, so wird der Empfang verbessert. Der Empfangsvorgang ist ganz reziprok zum Sendevorgang.

Die drahtlose Telegraphie ist im Begriffe, sich aus einer Kunst (die gefühlmäßig auf Grund subjektiver Erfahrung betrieben wird) zu einer technischen Wissenschaft zu entwickeln (die rationell auf Grund objektiver Wahrheiten aufzubauen ist). Für diese Wissenschaft ist die Theorie des elektromagnetischen Feldes grundlegend, weil sie die Strahlungsleistung, d. h. die Nutzleistung der drahtlosen Telegraphie bestimmt.

Über eine neue Audion-Schaltung für den Empfang elektrischer Wellen.

Von **G. Leithäuser.**

Kriegsarbeit aus dem Laboratorium der Technischen Abteilung der Funkertruppen.

Das von De Forest angegebene Audion besteht bekanntlich aus einem hochevakuierten Glasgefäß, in welchem durch hochtemperierten Glühdraht reiche Elektronenemission hervorgerufen wird, die einen dauernden elektrischen Strom zu einer durch Hilfsbatterie positiv geladenen Elektrode bedingt. Dieser Strom durchläuft gemäß der Charakteristik des Rohres erhöhte Schwankungen, falls eine zwischen dem Glühdrahte und der positiven Elektrode angebrachte meist spiralförmige Steuerelektrode, das sogenannte Gitter, von außen mit Spannungs-

Digitized by Google

schwankungen erregt wird. Diese Vorrichtung ist in den letzten Jahren vielfach zu Verstärkerzwecken herangezogen worden. Während in den ersten Zeiten nach seiner Entdeckung das Audion mit Gasresten im Vakuum als „Ionenrelais" wirkte, ist man in späterer Zeit dazu übergegangen, den Apparat auf das höchste erreichbare Vakuum zu bringen und ihn als Elektronenrelais auszubilden. Während man nun in den Anfangszeiten mit der Vorrichtung zuerst eine Verstärkung der im Schwingungskreise des Empfängers direkt aufgenommenen Hochfrequenzströme verfolgte, kam man in den Kriegsjahren von diesem

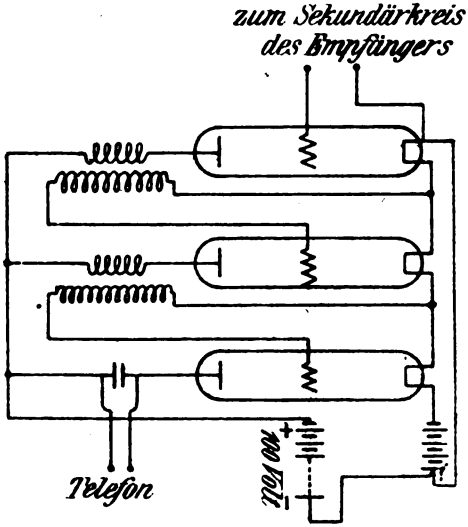


Fig. 1.

Ziele ab und versuchte eine Anordnung und Zusammenschaltung von Audionen zu schaffen, die eine Verstärkung der durch einen Detektor hervorgerufenen mittelfrequenten Ströme bezweckte. Die Erfolge in dieser Hinsicht waren recht gute. Im Anodenkreis der Röhren dieser Verstärker liegt zur Koppelung mit dem nächsten Audion (in der Regel wurden deren zwei verwendet), die Primärwickelung eines Transformators mit Eisenkern, dessen sekundäre Wickelung an das Gitter und den Glühdraht der folgenden Audionröhre gelegt wurde.

In neuerer Zeit sind die Versuche zur Verstärkung der Hochfrequenz wieder in den Vordergrund getreten. Zweierlei Methoden zur Übertragung der Spannungsschwankungen der Anode eines Audions

Digitized by Google

auf weitere damit zusammengeschaltete kann man benutzen. Die erste besteht in der Verwendung eines eisenlosen Transformators im Anodenkreise, etwa gemäß Fig. 1, welche eine Zusammenschaltung von 3 Audionröhren mit dieser Übertragung zeigt. Die Transformatoren müssen so gebaut werden, daß die benutzten Spulen keine großen Durchmesser haben, da sonst leicht durch dieselben eine Aufnahme von elektrischen Wellen direkt aus dem Raum erfolgt, was zu großen Störungen beim Empfang ferner Stationen Veranlassung gibt. In Anbetracht des hohen Widerstandes des Audions kann ihr Impedanzwiderstand hoch gemacht

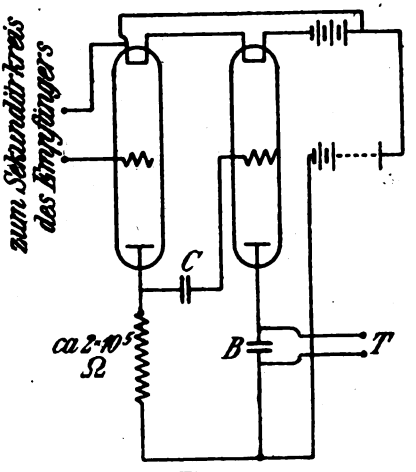


Fig. 2.

werden. Betrachtet man die Spannungsschwankungen an der Anode des ersten Audions, so sieht man, daß deren Größe offenbar außer von den Schwankungen des Gitterpotentials abhängig ist, von der Spannung der Anodenbatterie und dem in dem Anodenkreise vorhandenen Widerstand, insbesondere also auch von dem Widerstand der Transformatorwickelung zwischen Anode und Batterie. Man kann also bei hohen Widerständen erhebliche Schwankungen der Anodenspannung erwarten.

Eine zweite Methode, um die Spannungsschwankungen auf das zweite Audion zu übertragen, die zuerst in Amerika versucht worden zu sein scheint, besteht in der Verwendung eines Kondensators C kleiner Kapazität (Fig. 2). Dieser Kondensator liegt mit seiner einen Belegung an der Anode des ersten Audions, mit der anderen am Gitter des zweiten Audions. Das zweite in der Fig. 2 gezeichnete Audion besitzt im Anodenkreise einen Blockkondensator B, an dessen Be-

Digitized by Google

legungen in üblicher Weise das Indikatorinstrument (Telephon) gelegt wird. Bei Verwendung dieses Übertragungskondensators kann die Primärspule des Transformators der Fig. 1 natürlich in reinen Ohmschen Widerstand ausarten; der zweckmäßig in der Größenordnung von einigen Hunderttausend Ohm gewählt wird.

Benutzt man solche zu einem Verstärker zusammengeschaltete Röhren, beispielsweise in der Übertragungsschaltung mit Kondensator, während zwischen Anode und Batterie ein einigermaßen hoher Ohm-

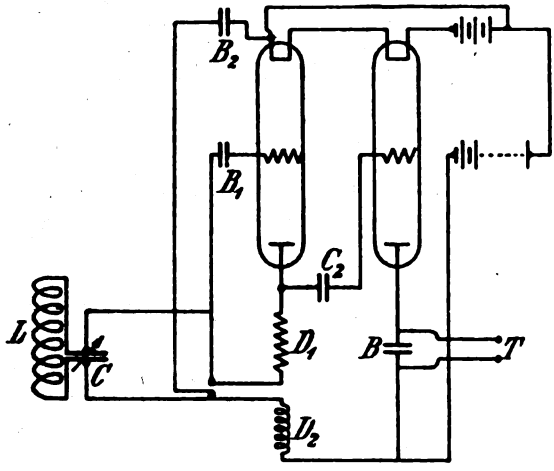


Fig. 3.

scher, aber mit Selbstinduktion behafteter Widerstand liegt, so erlangt man ein Gebilde, das außerordentlich schwingungsempfindlich ist, das durch Einstellung des Heizstromes der Röhren kurz vor den Zustand der selbsttätigen Schwingungserzeugung gebracht werden kann. In diesem Zustand ist der Verstärker am empfindlichsten; jede kleine Wellenerzeugung von außen löst Schwingungen aus. Er ist fast überempfindlich zu nennen; liegt er nämlich an dem Sekundärkreis eines Empfängers für hohe Wellen, der Spulen von einem Durchmesser von ca. 20 cm besitzt, so nimmt der Verstärker bereits durch diese Spule erhebliche Energien von nicht weit entfernten Stationen auf und wird leicht durch deren Welle gestört, wenn auch der Schwingungskreis nicht auf diese abgestimmt ist. Auch ganz frei im Raum stehend, ohne an eine Spule angeschlossen zu sein, nimmt die Anordnung oftmals die Zeichen gedämpfter, mit größerer Energie sendender Stationen auf.

Digitized by Google

Um diesem Übelstande zu begegnen wurde die im folgenden beschriebene Schaltung ausgearbeitet. Sie unterscheidet sich grundsätzlich von den erwähnten Schaltungen dadurch, daß der hinter der Anode des Audions liegende Kreis den Schwingungskreis der erregenden Schwingung mit enthält. Aus der Fig. 3 ist dieses im Einzelnen ersichtlich. Der Anodenkreis des Audions enthält den Sekundärkreis des Empfängers LC oder einen Teil desselben, falls man losere Koppelung wünscht, symmetrisch zwischen den mit hohem Widerstand ausgezeichneten Spulen kleinen Durchmessers $D1$ und $D2$. Gleichzeitig wird aber das am Kondensator C herrschende schwingende Potential über die Blockkondensatoren $B1$ und $B2$ an Gitter und Glühfaden des Audions gelegt. Der Kondensator $C2$ dient wieder zur Übertragung der Schwankungen des Anodenpotentials auf das Gitter des nachfolgenden Audions, welches die gleiche Batterie wie das erste im Anodenkreise benutzt. Der Vorgang im Rohr ist derart, daß die vom Kreis LC aufgenommene Schwingungsenergie, das Gitter aufladend, gemäß der Röhrencharakteristik verstärkt wird, wodurch nunmehr verstärkte Potentialdifferenz auf das Gitter einwirkt. Störungen durch andere Wellen, auf die der Kreis LC nicht abgestimmt ist, bleiben fast vollkommen aus, selbst wenn die Intensität der störenden Schwingungen erheblich ist. An Stelle der Spulen $D1$ und $D2$ lassen sich Widerstände von ca. 200 000 Ohm benutzen. Das meist zur Herstellung solcher Widerstände verwendete Silit in Stäbchenform ist nicht immer günstig, da ohne geschützte Oberfläche sich auf den Stäbchen eine leitende Elektrolythaut ausbilden kann, die zu großen Widerstandsänderungen Veranlassung gibt und Störungen bringt. Vielleicht sind Widerstände aus dünnen Metallschichten, etwa durch Kathodenzerstäubung hergestellt, von Vorteil.

Um die Wirkungsweise der beschriebenen Schaltung zu prüfen, wurde dieselbe an den Sekundärkreis eines Empfängers angeschlossen, dessen Primärkreis an einer geschlossenen aus zwei hintereinander geschalteten Windungen bestehenden Rechtecksantenne lag, deren Länge pro Windung 250 m und deren Höhe 25 m betrug. Benutzt wurden im Ganzen zum Empfangen 4 Röhren, die erste mit der beschriebenen Schaltung, die zweite als Audion (wie Fig. 2); hinter diese Kombination war ein gewöhnlicher Zweiröhrenverstärker geschaltet, der zur Übertragung Transformatoren mit Eisenkern besaß. Empfangen wurde mit dieser Anordnung die amerikanische Station Sayville, die mit Hochfrequenzmaschine auf Welle 13 000 zu senden pflegt. In den Sekundärkreis konnte mittels drehbarer Spule eine zum Schwebungsempfang

Digitized by Google

führende Hilfsschwingung gleichbleibender Amplitude eingeführt werden, so daß man den im Empfangstelephon aufgenommenen Ton durch die Wahl der Periode der „Überlagerungsschwingung" sich einstellen konnte. Es zeigte sich, daß man zu Empfangslautstärken kam, die so groß waren, daß bei Parallelschaltung von 1 Ohm zum Telephon (2000 Ohm Gleichstrom-Widerstand) die Zeichen noch deutlich zu hören waren. Ein zum Vergleich herangezogener „Hochfrequenzverstärker" der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie mit 5 Röhren lieferte ähnliche Lautstärken. Ein Vorteil der neuen Schaltung unter Benutzung von Widerständen im Anodenkreise liegt auch darin, daß man größere Energien der Überlagerungsschwingung verwenden kann, als bei Benutzung von Spulen in demselben. Hierdurch werden störende Schwingungen anderer Wellen fast vollkommen unterdrückt. Bei den erwähnten Versuchen war von einer Störung durch die Station Königswusterhausen, die mit gedämpfter Schwingung von 5500 m sandte, nichts zu hören, während der „Hochfrequenzverstärker" diese erheblich durchtönen ließ.

Das Dynatron, eine Vakuumröhre mit der Eigenschaft des negativen elektrischen Widerstandes.

Von **Albert W. Hull** (Untersuchungs-Laboratorium der General Electric Company in Schenectady, New York).

(Schluß.)

8. Das Pliodynatron.

An Stelle eines magnetischen Feldes kann zur Beeinflussung der Anzahl der die Platte erreichenden Elektronen auch ein elektrostatisches Feld verwendet werden. Es wurde bereits gezeigt (siehe Fig. 6), daß die Wirkung der Veränderung der Anzahl der die Glühkathode verlassenden Elektronen, durch Veränderung der Temperatur der Glühkathode darin besteht, den negativen Widerstand zu ändern, ohne die übrigen charakteristischen Beziehungen zwischen dem Strome und der Spannung irgendwie zu beeinflussen. Wenn die Temperatur der Glühkathode leicht und rasch geändert werden könnte, würde dies ein wirksames Mittel zur Beeinflussung des Dynatrons darstellen. Die

Digitized by Google

gleiche Wirkung kann jedoch erzielt werden durch die elektrostatische Einwirkung eines nahe an der Glühkathode angeordneten Gitters, das heißt also durch die Anwendung des Prinzips des Pliotrons auf das Dynatron. Ein Dynatron, welches in dieser Art das Prinzip des Pliotrons benutzt, wird Pliodynatron genannt. Seine Bauart ist dieselbe wie diejenige des einfachen Dynatrons unter Hinzufügung eines „Steuergliedes", das aus einem Gitter bestehen kann, welches die Glühkathode umgibt (Fig. 2, g) oder aus einem Metallstab im Innern der

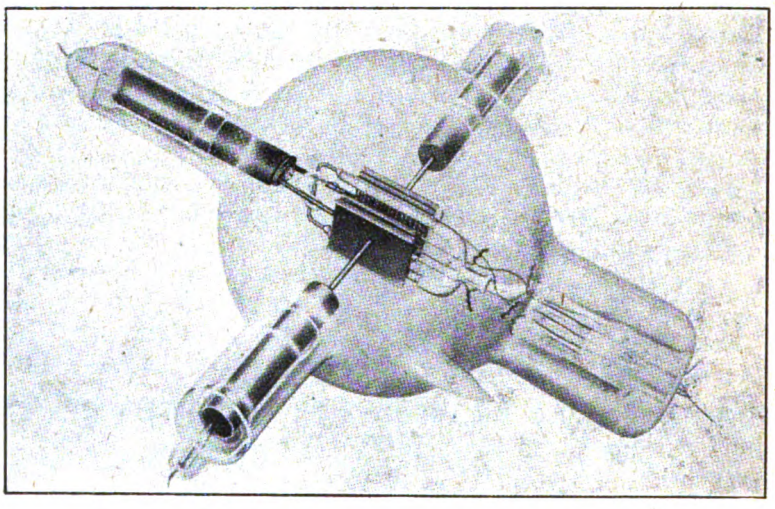


Fig. 15. Pliodynatron der General Electric Company.

spiralförmigen Glühkathode (Fig. 2, f). Das Verhältnis des Pliodynatrons zum Pliotron kann am deutlichsten an den „Plattentypen" des Pliodynatrons ersehen werden, von dem ein Photogramm in Fig. 15 wiedergegeben ist. Es ist in seiner Bauart mit dem Pliotron identisch mit Ausnahme des Umstandes, daß hier noch eine durchlöcherte Anode hinzugefügt ist.

Die kennzeichnenden Eigenschaften des Pliodynatrons kann man aus Fig. 6 erkennen, wenn wir die Temperatur der Glühkathode durch das Gitterpotential ersetzen. Die Steilheit der Kurve wächst, d. h. der negative Widerstand nimmt ab mit wachsendem Gitterpotential. Diese Beziehung kann man noch exakter durch folgende Feststellung bestimmen: Es ist bekannt, daß im Pliotron bei konstanter Anodenspannung die Anzahl der die Glühkathode verlassenden Elektronen über

Digitized by Google

einen großen Bereich dem Gitterpotential proportional ist, und dies muß auch für das Pliodynatron Geltung haben, wo die Anodenspannung immer konstant ist. Man kann sowohl theoretisch wie auch praktisch zeigen, daß der negative Widerstand über einen großen Bereich umgekehrt proportional ist der gesamten Anzahl der Elektronen, die die Glühkathode verlassen. Der negative Widerstand ist daher umgekehrt proportional dem Gitterpotential. Das Verhalten des Pliodynatrons in Kreisen, die Widerstand, Induktanz und Kapazität enthalten, wird da-

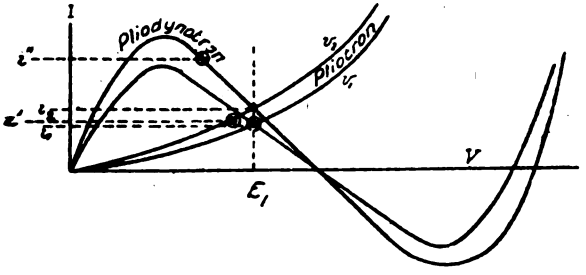


Fig. 16.

her durch die Gleichungen (1) bis (6) dargestellt, wenn wir in diesen Gleichungen R durch $\frac{R_0}{v}$ ersetzen, wo R_0 eine Konstante und v die Potentialdifferenz zwischen Gitter und Glühkathode bedeutet.

Der negative Widerstand des Pliodynatrons macht dieses zu einem kräftigen Verstärker. Ein Anwachsen des Gitterpotentials infolge Steigerung des Stromes durch die Belastung im Plattenkreis und daher des Spannungsabfalles an der Belastung verringert die Spannung an der Platte. Im Pliotron sucht diese Spannungsverringerung an der Platte den Plattenstrom zu verringern und arbeitet so der Gitterwirkung entgegen. Im Pliodynatron dagegen bedeutet eine Abnahme der Plattenspannung eine Stromzunahme, die sehr groß werden kann, wenn der positive und der negative Widerstand nahezu gleich groß sind. Dies kann man aus Fig. 16 klar erkennen, wo die mit v_1 und v_2 bezeichneten Kurven das Verhältnis zwischen Strom und Spannung für die Gitterspannungen v_1 beziehungsweise v_2 eines Pliodynatrons und eines Pliotrons darstellen. Wenn wir von einem Anfangsstrom von i_1 ausgehen, der der Plattenspannung E_1 entspricht und die Gitterspannung von v_1 bis v_2 steigern, so sucht der Strom bis auf i_2 zu wachsen. Wegen der Abnahme der Plattenspannung wird jedoch der

Digitized by Google

Strom im Pliotron auf einen geringeren Wert i' anwachsen, während der Strom in Pliodynatron auf einem viel größeren Wert i'' anwächst. Der auf diese Weise erreichbare Vorteil kann groß werden, wenn der Widerstand im Stromkreis groß ist. So ist z. B. die maximale aperiodische Spannungssteigerung, die bisher erreicht worden ist,

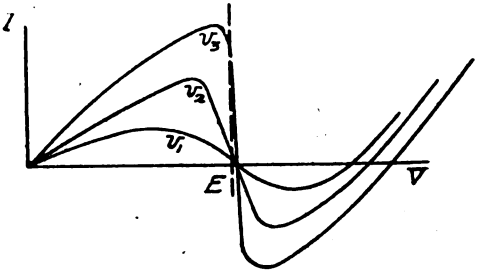


Fig. 17.

im Pliotron etwa 1 : 15, während mit einem Pliodynatron Spannungssteigerungen erreicht worden sind, die den Wert 1000 erreicht haben.

Eine bessere Art, das charakteristische Verhalten des Pliodynatrons darzustellen, besteht darin, daß man im Diagramm nicht die Abhängigkeit des im Plattenkreis fließenden Stromes von der Platten-

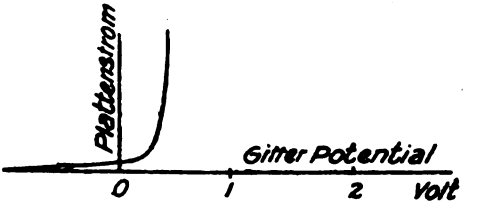


Fig. 18.

spannung, sondern von der Gesamtspannung über die Platte und den Serienwiderstand darstellt, entsprechend der Kurve E in Fig. 8. Eine Anzahl solcher Kurven für verschiedene Gitterpotentiale ist in Fig. 17 dargestellt. Die zugrunde liegende Spannung ist jetzt konstant, und zwar gleich derjenigen der Batterie, und für irgendeinen gegebenen Wert von E erhalten wir die den verschiedenen Gitterpotentialen entsprechenden Ströme aus den Schnittpunkten der Kurven mit einer vertikalen Linie durch E. Wenn E dicht links von dem Punkte gewählt wird, in dem die Kurven die Abszissenachse schneiden,

Digitized by Google

so wird der Strom mit wachsendem Gitterpotential zunächst langsam, dann aber sehr rasch zunehmen, wie dies in Fig. 18 dargestellt ist. Die Vergrößerung ist unter diesen Umständen sowohl asymmetrisch als auch hoch und die Röhre würde einen guten Hochfrequenzempfänger darstellen. Dies ist ausführlicher weiter unten in Abschnitt 14 erörtert.

Anwendung des Dynatrons in der Hochfrequenztechnik.

9. Das Dynatron als Generator für Hochfrequenzschwingungen.

In Abschnitt 5 ist gezeigt worden, daß das Dynatron immer schwingt unter der Voraussetzung, daß $R \cdot r < \frac{L}{C}$ ist, worin R und r der positive beziehungsweise der negative Widerstand im Schwingungskreise, L die Induktanz und C die Kapazität bedeuten. Die Frequenz der Schwingungen ist angenähert gleich

$$\frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C}}$$

und kann lediglich durch Veränderung der Induktanz und der Kapazität auf jeden beliebigen Wert von 1 bis 10 000 000 in der Sekunde gebracht werden. Es wurde auch bereits gezeigt, daß für niedrige Frequenzen die Schwingungen fast reine Sinusschwingungen sind, vorausgesetzt, daß der Wert $\frac{L}{C}$ nicht zu groß ist gegenüber dem Wert $R \cdot r$. Die Theorie lehrt, daß dies für alle Frequenzen Geltung haben muß, und eine Untersuchung der erzeugten Schwingungen auf höhere Harmonische bei Hochfrequenz hat auch diese Erwartung bestätigt.

Das Dynatron genügt daher allen an einen Hochfrequenzgenerator gestellten Anforderungen und es hat den Vorzug, daß seine Wirkung unveränderlich und frei von Trägheit ist und daß seine Frequenz lediglich durch Veränderung einer einfachen Induktanz oder Kapazität auf jeden beliebigen Wert eingestellt werden kann. Seine Schwingungen können entweder durch Öffnen und Schließen des Hauptstromkreises oder durch Änderung irgendeiner der Größen L, C, R und r in Übereinstimmung mit der oben angegebenen Voraussetzung für das Auftreten von Schwingungen gesteuert werden. Sein Wirkungsgrad ist allerdings niedrig, wahrscheinlich geringer als 50 % unter den besten Versuchsbedingungen. Dies ist jedoch keine schwerwiegende Beschränkung für seine praktische Anwendung, außer was die Kosten

Digitized by Google

für die aufzuwendende Arbeit betrifft, da diese Röhren imstande sind, ohne Schaden in sehr heißem Zustande zu arbeiten. Die maximale Leistung der bis jetzt gebauten Röhren bei Hochfrequenz ist etwa 100 Watt, indessen sind keine besonderen Bemühungen aufgewendet worden, eine Röhre von hoher Leistung zu bauen.

Im allgemeinen ist es notwendig, die Hochfrequenzenergie mit mit Hilfe eines gekoppelten Kreises zu transformieren. In der bisherigen Erörterung ist die Wirkung eines solchen gekoppelten Kreises auf die Schwingung vernachlässigt worden. Die Durchrechnung für den Fall gekoppelter Kreise ist nicht leicht, jedoch kann durch Versuche gezeigt werden, daß ähnliche Bedingungen wie die oben abgeleiteten Gültigkeit besitzen, selbst in dem Falle, wo der gekoppelte Kreis fast die gesamte Energie absorbiert.

10. Das Pliodynatron als Hochfrequenztelephon.

Die einfachste Art, die Schwingungen des Dynatrons zu steuern, besteht darin, den negativen Widerstand mit Hilfe eines die Glühkathode umgebenden Gitters zu verändern, wie dies im Pliodynatron geschieht. Im Abschnitt 8 wurde bereits gezeigt, daß der negative Widerstand des Pliodynatrons umgekehrt proportional dem Gitterpotential ist. Wenn daher das Verhältnis der Induktanz zur Kapazität und zum Widerstande anfänglich gerade groß genug ist, daß Schwingungen erzeugt werden, worin zugleich die Bedingung für die Erzeugung reiner Sinusschwingungen besteht, so wird eine geringe Erniedrigung des Gitterpotentials die Schwingungen aufhören lassen.

Wenn der dem negativen Widerstand entsprechende Teil der Diagrammkurve für das Pliodynatron nicht geradlinig, sondern gekrümmt verläuft, ähnlich wie in Fig. 4 dargestellt, so werden die Schwingungen nicht plötzlich von ihrem vollen Werte auf Null abfallen, wenn das Gitterpotential bis über den kritischen Wert erniedrigt wird, sondern ihre Amplitude wird allmählich abnehmen in dem Maße, wie das Gitterpotential verkleinert wird. Gerade dies ist aber die Eigenschaft, die man von einem Hochfrequenztelephon fordert, und es ist daher leicht, Pliodynatronröhren herzustellen, die diese charakteristische Eigenschaft besitzen.

Die Schaltungsanordnung ist in Fig. 19 dargestellt. Der Schwingungskreis ist der gleiche wie in Fig. 11, ausgenommen, daß das Dynatron durch das Pliodynatron ersetzt und der Schwingungskreis mit der Antenne induktiv gekoppelt ist. Ein durch den Transformator T mit dem Gitterkreis des Pliodynatrons gekoppeltes Mikrophon

Digitized by Google

M dient dazu, die Amplitude der Schwingungen zu steuern. Eine Batterie von einigen Volt Spannung ist zwischen das Gitter und die Glühkathode geschaltet und dient dazu, das Gitter beständig negativ in bezug auf die Glühkathode zu erhalten.

Es wurde gefunden, daß bei geeignetem Verhältnis der Induktanz zur Kapazität die Amplitude der Hochfrequenzschwingungen beinahe proportional dem Gitterpotential und daher auch der jeweiligen Verschiebung desselben durch die Tonschwingung ist. Dies wurde für konstantes Gitterpotential festgestellt mit Hilfe eines Hitzdrahtamperemeters im Antennenkreis und für wechselndes Gitterpotential durch

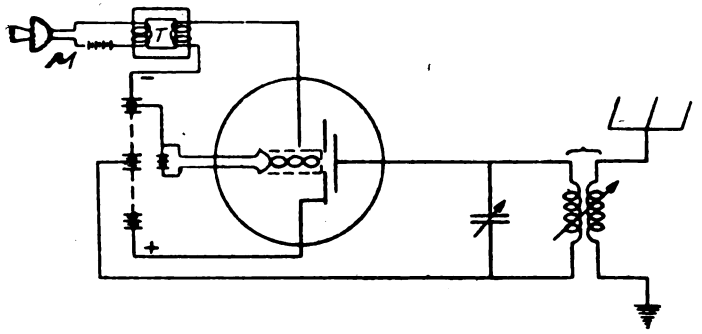


Fig. 19.

Zuführung eines sinusförmigen Wechselstromes zum Transformator *T* und Beobachtung der Form der gleichgerichteten Hochfrequenzschwingungen in einem gekoppelten Kreise, der einen Kenotron-Gleichrichter und einen Oszillographen enthielt.

Es wurde gefunden, daß unter diesen Bedingungen die in das Mikrophon *M* gesprochenen und auf einer einige Meilen entfernten Station aufgenommenen Worte nur eine wenig größere Verzerrung erfuhren als in dem gewöhnlichen Drahttelephone. Mit einer kleinen Röhre, die ungefähr 10 Watt lieferte, war es möglich, auf 16 englische Meilen (26 km) mit guter Lautstärke und Deutlichkeit drahtlos zu telephonieren. Es wurden keine Versuche gemacht, auf größere Entfernungen zu telephonieren oder Pliodynatronröhren von größerer Leistung zu bauen. Die Maximalleistung einer einzelnen Röhre, die auf diese Weise bisher gesteuert werden konnte, beträgt etwa 60 Watt.

11. Magnetisch gesteuertes Dynatron als drahtloses Telephon.

Statt den negativen Widerstand durch ein Gitter wie beim Pliodynatron zu steuern, kann man auch ein magnetisches Feld benutzen,

Digitized by Google

wie dies im Abschnitt 7 erläutert worden ist. Man ersieht aus Figur 14, daß sowohl die Veränderung der Neigung als auch diejenige der Ausdehnung des dem negativen Widerstande entsprechenden Teiles der Kurven eine stetige Funktion der magnetischen Feldstärke ist. Wenn daher die das magnetische Feld erzeugende Spule in Reihe mit einem Mikrophon geschaltet wird, so kann die Amplitude der Hochfrequenzschwingungen durch die Stimme gesteuert werden, genau so wie beim Pliodynatron. Die zur Erzeugung eines magnetischen Feldes von der erforderlichen Stärke benötigte Energie ist klein und kann leicht von dem Mikrophonkreis geliefert werden, aber die Impedanz der Spule hat die Wirkung, die höheren Schwingungen in den Sprachfrequenzen zu unterdrücken.

12. Das Dynatron als Verstärker und Detektor.

Im Abschnitt 6 ist gezeigt worden, daß eine schwache periodische elektromotorische Kraft, die einem Stromkreis zugeführt wird, der ein Dynatron enthält, in irgendeinem gewünschten Verhältnis verstärkt werden kann durch geeignete Abgleichung der Kapazität und der Induktanz des Stromkreises; das heißt, der Resonanzwert des Stromes oder der Spannung im Stromkreis des Dynatrons ist unendlich und nur begrenzt durch die Länge und Geradlinigkeit der Kurve des Dynatrons. Die zugeführten Schwingungen können Hochfrequenzschwingungen in einer mit dem Dynatronstromkreis gekoppelten Antenne sein und die verstärkte Spannung oder der verstärkte Strom können benutzt werden, um einen Detektor zu betreiben. Es ist wichtig, zu beachten, daß die im Detektor verzehrte Energie die Verstärkung nicht verringert, da ja das Dynatron so eingestellt werden kann, daß es außer den übrigen Verlusten im Schwingungskreis auch diesen Verlust im Detektor ausgleichen kann. Die einfachsten Beispiele sind, daß die Detektorverluste reine Widerstandsverluste sind, so z. B., wenn ein Galvanometer von hohem Widerstande, etwa ein solches der Einthoven-Type, in den Schwingungskreis eingeschaltet ist, oder wenn ein Audion mit sprühendem Gitter, dessen Sprühung proportional der Spannung ist, an irgendeinen Teil des Schwingungskreises angelegt ist. In diesen Fällen ist die Gleichung (4) des Abschnitts 6 direkt anwendbar, wobei der positive Widerstand R der Gesamtwiderstand des Kreises einschließlich des Galvanometers und des Gitters ist. In den Fällen, wo der Detektor mit dem Schwingungskreis induktiv gekoppelt ist, ist die von der Koppelung herrührende Induktanz gleichbedeutend mit einem Widerstande, so daß ähnliche Beziehungen Gültigkeit besitzen.

Digitized by Google

Da die Amplitude des „Resonanzstromes" im Stromkreis des Dynatrons durch die Länge und die Geradlinigkeit der Kurve für den negativen Widerstand begrenzt ist, ist es augenscheinlich, daß, wenn man das Dynatron in einem Bereiche betreibt, der sehr nahe einem Ende der Kurve liegt, so z. B. bei A oder C in Fig. 3, der Strom asymmetrisch sein wird und daß dann das Dynatron selbst als Detektor verwendet werden kann. Eine hierzu geeignete Schaltungsanordnung ist in Fig. 20 wiedergegeben, wo ein Telephon T mit einem parallel

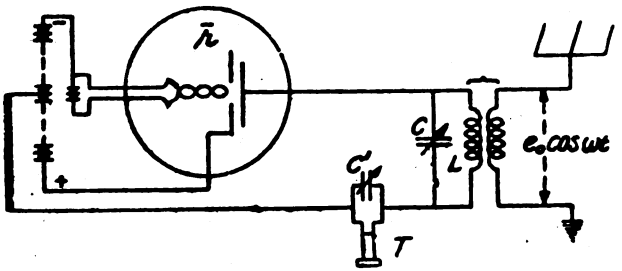


Fig. 20.

zu seinen Klemmen gelegten Kondensator C direkt in den Stromkreis des Dynatrons eingeschaltet ist. Die verteilte Kapazität zwischen den Windungen des Telephons bietet den Hochfrequenzschwingungen einen geringen Widerstand, so daß die oben erörterten Bedingungen für die Verstärkung weiter Geltung besitzen. Aber die hohe Induktanz des Telephons wird entsprechend der Bedingung 8 im Abschnitt 5 bewirken, daß der Kreis mit Hochfrequenz schwingt, sofern sein Widerstand nicht sehr hoch ist oder ein Kondensator C' von geeigneter Kapazität an seine Klemmen gelegt ist.

Die in Fig. 20 dargestellte Schaltungsanordnung hat außer der Eigenschaft der großen Verstärkung zwei Vorzüge, nämlich:

1. Das Verhältnis der Induktanz zur Kapazität kann so eingestellt werden, daß der Kreis mit einer Eigenfrequenz schwingt, die sehr nahe übereinstimmt mit derjenigen der empfangenen Hochfrequenzschwingungen, wie dies im Abschnitt 6 erläutert worden ist, so daß Schwebungen entstehen (Heterodyne- oder Überlagerungs-Empfang).

2. Die Kapazität C' und der negative Widerstand $-r$ können so eingestellt werden, daß der Widerstand des Telephons bei einer bestimmten Hochfrequenz, die durch das Produkt aus C' und der Induktanz des Telephons bestimmt ist, ausgeglichen wird, und wenn

Digitized by Google

diese Frequenz gleich gemacht wird der Gruppenfrequenz der ankommenden Hochfrequenzschwingungen, so wird die Empfindlichkeit sehr groß.

Diese Voraussagungen sind getrennt durch Versuche bestätigt worden. Um das Verhalten des gesamten Stromkreises zu prüfen, wurde die Schaltungsanordnung nach Fig. 20 zusammengestellt, und dann wurden die Signale von einer kleinen Funkenanlage sowohl mit dieser Schaltung als auch mit einem empfindlichen Audion aufgenommen und beide Aufnahmen miteinander verglichen. Für sehr schwache Signale stellt sich das Audion als der empfindlichere Empfangsapparat heraus, was ein Zeichen für eine schwache Unsymmetrie der Schwingungen des Dynatrons war. Für mittlere Signalstärken dagegen war das Ansprechen des Dynatrons vielmal stärker und seine Intensität konnte auf fast jeden beliebigen Grad gebracht werden durch Einstellung der Kapazität C'.

Es ist interessant zu bemerken, daß die Koppelung in einem Stromkreis wie demjenigen nach Fig. 20 sehr fest gemacht werden kann, ohne daß dadurch die Selektivität ungünstig beeinflußt wird, da ja die Vorbedingung für die Selektivität, nämlich ein kleiner Dämpfungsfaktor vorhanden ist. Dies gilt sowohl für die Antennenkoppelung als auch für die Koppelung des Hilfsempfangskreises, wenn ein solcher verwendet wird. Die Tatsache, daß die Empfindlichkeit und die Selektivität sowohl vom Widerstande als auch von Koppelungskoeffizienten unabhängig sind, macht es möglich, ein viel wirksameres Transformationsverhältnis zu verwenden als dies bisher praktisch möglich gewesen ist.

13. Verwendung des Dynatrons zum Ausgleich von Widerstand in Hochfrequenzkreisen.

Der negative Widerstand des Dynatrons kann benutzt werden, um Energieverluste beliebiger Herkunft in jedem beliebigen Stromkreis zu ersetzen, und der Stromkreis verhält sich infolgedessen, was Selektivität, Dämpfung und Empfindlichkeit gegen von außen kommende Einwirkungen anlangt, wie ein Stromkreis, der den Widerstand Null hat. Der Energiebetrag, der durch das Dynatron dem Stromkreis zugeführt wird, ist $i^2 \cdot r$, wo r der negative Widerstand und i der Strom (Dauerwert oder quadratischer Mittelwert) durch das Dynatron ist. Beispiele für diese Verwendung des Dynatrons in einfachen Stromkreisen, die Widerstand, Induktanz und Kapazität enthalten, sind bereits

Digitized by Google

in den Abschnitten 3 bis 6 gegeben worden. Zwei weitere Beispiele sollen seine Verwendung in Stromkreisen zeigen, in denen die Widerstandscharakteristik verwickelter ist.

a) Dynatron im Plattenkreis eines Pliotrons für aperiodische Verstärkung.

Der durch das Pliotron fließende Strom wächst bei konstanter Gitterspannung mit zunehmender Spannung an der Platte, d. h. das Pliotron hat die Charakteristik eines positiven Widerstandes, wodurch sein Verstärkungsvermögen begrenzt ist, wie dies im Abschnitt 8 erläutert worden ist. Diese Widerstandscharakteristik kann ausgeglichen

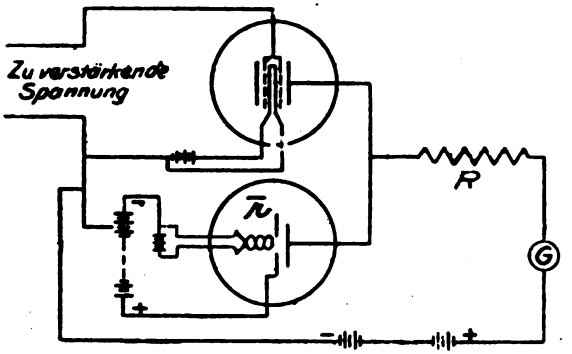


Fig. 21.

werden, indem ein Dynatron parallel zu dem Pliotron geschaltet wird, wie dies in Fig. 21 dargestellt ist. Bei Verwendung eines Pliotrons, dessen „positiver Widerstand" 100 000 Ohm betrug, und eines Reihenwiderstandes von 250 000 Ohm im Stromkreis, war man imstande, auf diese Weise das Verstärkungsverhältnis für eine Gleichstromspannung, welches für das Pliotron allein 1 : 12 betrug, auf 1 : 625 zu steigern. Ein weiterer Vorteil dieser Anordnung besteht darin, daß das Dynatron bei einer solchen Spannung betrieben werden kann, daß sein Strom genau gleich groß und entgegengesetzt dem des Pliotrons ist, so daß der Gesamtstrom durch den Stromkreis Null ist. Dies gestattet die Verwendung eines empfindlicheren Meßinstrumentes.

b) Dynatron im Gitterkreis eines Pliotron-Detektors.

Dem Anwachsen der Spannung des Gitters eines Pliotrondetektors wirkt nicht nur der Sprühstrom entgegen, der mit der Spannung wie

Digitized by Google

in einem positiven Widerstande wächst, sondern auch die gegenelektromotorische Kraft und die Verluste in seinem eigenen Stromkreis und in demjenigen der mit ihm gekoppelten Antenne. Diese Verluste können durch Parallelschaltung eines Dynatrons mit dem Gitter ausgeglichen werden, wie dies in Fig. 22 dargestellt ist. Mit dieser Schaltungsanordnung konnte die Intensität schwacher Signale eines

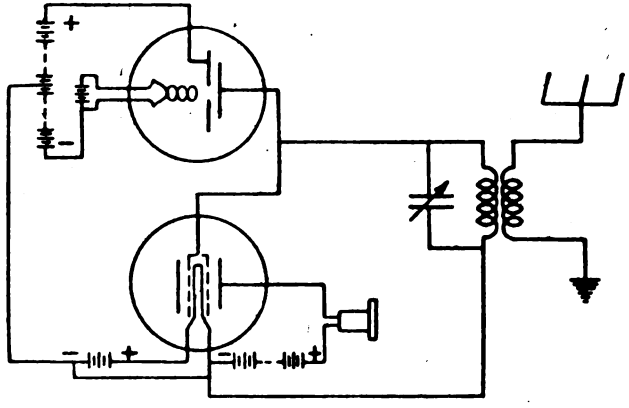


Fig. 22.

Funkensenders von der Grenze der Hörbarkeit bis zum Brüllen gesteigert werden.

Statt direkt mit dem Gitter des Pliotrons verbunden zu werden, kann das Dynatron auch in einen gesonderten Kreis eingeschaltet werden, der induktiv mit irgendeinem Teil des Gitter- oder des Antennenkreises gekoppelt ist.

14. Das Pliodynatron als Verstärker und Detektor.

Im Abschnitt 8 ist gezeigt worden, daß das Pliodynatron in Hintereinanderschaltung mit einem geeigneten Widerstand imstande ist, eine aperiodische Spannungsvergrößerung von 1:1000 zu erzeugen.

Um diese Verstärkung aufrecht zu erhalten, bedarf es konstanter Batterien und beständiger Aufmerksamkeit. Ein Verstärkungsgrad von 1:100 ist jedoch sehr leicht aufrecht zu erhalten. Durch Hintereinanderschaltung zweier Pliodynatrons konnte eine Gesamtverstärkung von 1:10 000 erhalten werden. Mit diesem Verstärkungsgrad würde es möglich sein, drahtlose Nachrichten mit Hilfe einer aperiodischen Antenne zu empfangen.

Digitized by Google

Diese Anordnung von Pliodynatron und positivem Widerstand ist ebenso anwendbar auf einen abgestimmten Antennenkreis. Die Schaltungsanordnung ist in Fig. 23 dargestellt. Das Telephon selbst liefert genügenden Widerstand und ein Kondensator C', der quer zum Telephon geschaltet ist, ist so abgeglichen, daß seine Kapazität gerade groß genug ist, um den Schwingungskreis am Schwingen zu hindern, gemäß der Bedingung 3 im Abschnitt 5. Bei dieser Schaltungsanordnung ist die Verstärkung asymmetrisch, d. h. für die Veränderung des Gitter-

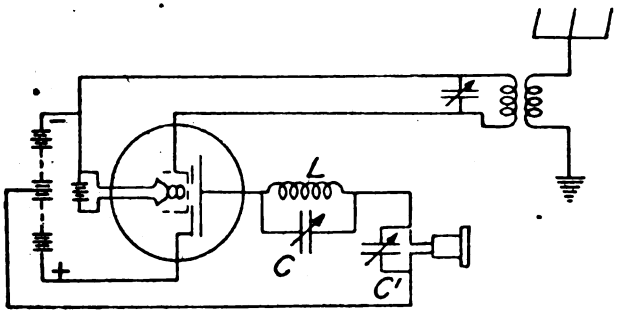


Fig. 23.

potentials im positivem und im negativen Sinne verschieden groß, wie in Fig. 18 dargestellt. Um die Selektivität zu vergrößern, kann ein Schwingungskreis LC, der auf die Hochfrequenz abgestimmt ist, in Reihe mit dem Telephon geschaltet und entweder auf die Grenze der Schwingungen eingestellt oder so verwendet werden, daß er Schwingungen für Heterodyne-Empfang erzeugt. Das Telephon sollte im Falle des drahtlosen Empfanges auf die Gruppenfrequenz der Signale abgestimmt werden. Es kann dann durch Abgleichen des negativen Widerstandes an die Grenze der Tonschwingung gebracht werden und die endgültige Abgleichung für Hochfrequenzempfindlichkeit kann durch Veränderung des Verhältnisses $\frac{L}{C}$ bewirkt werden, wobei ihr Produkt konstant gehalten wird.

Im Stromkreis der Fig. 23 können in der soeben beschriebenen Art alle Verluste kompensiert werden, außer denen im Gitterkreis und in der Antenne. Fig. 24 zeigt eine Abänderung der Schaltungsanordnung nach Fig. 23, in der die Gitter- und Antennenverluste ebenfalls kompensiert sind. Diese Abänderung besteht darin, daß das Gitter nicht mit der Glühkathode, sondern mit einem passend gewählten Punkt P auf einem in Reihe mit der Platte geschalteten Widerstand

Digitized by Google

R verbunden wird. Das Pliodynatron wird dann bei einer solchen Spannung betrieben, daß der Strom im Plattenkreis negativ ist (zwischen B und C in Fig. 8), d. h. daß positive Elektrizität oder ihr Äquivalent von der Glühkathode nach der Platte über das Vakuum und von dort durch die Batterie und den Widerstand R zur Glühkathode zurückfließt. Eine Steigerung des Potentials des Gitters verstärkt den Strom durch R und hebt das Potential von P, und hierdurch findet eine weitere Steigerung des Gitterpotentials statt. Durch dieses Zusammenwirken wird Energie von dem Plattenkreis zurückgeführt und dies

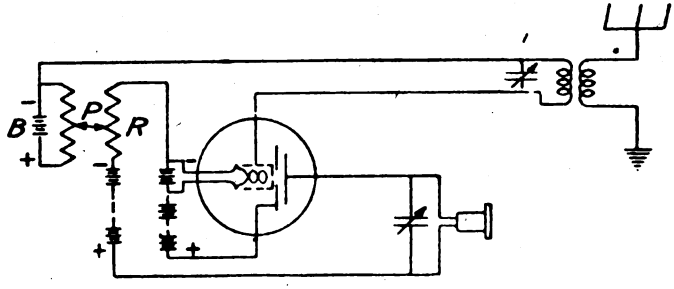


Fig. 24.

kann so eingestellt werden, daß jeder beliebige gewünschte Energiebetrag in den Gitterkreis geliefert wird, und durch geeignete Einstellung von P kann der so gelieferte Energiebetrag gerade so groß gemacht werden, daß die Verluste im Gitter und in der Antenne ausgeglichen werden, ohne Schwingungen zu veranlassen. Die Antennenkoppelung sollte fest sein und ihr Widerstand kann so groß wie gewünscht sein. Endlich wird auch noch, wie Fig. 24 erkennen läßt, ein von der Batterie B gespeister Spannungsteiler (Potentiometer) vorgesehen, dessen Spannung gleich dem normalen Spannungsabfall in R ist, um das Gitterpotential während der Abgleichung konstant zu halten.

Zusammenfassung.

Es wird eine neue Vakuumröhre mit Glühkathode und drei Elektroden, das sogenannte Dynatron, beschrieben. Eine konstante positive Spannung wird zwischen die Glühkathode und die durchlöcherte rauhe Anode gelegt. Eine Hilfsanode ist jenseits der Hauptanode angeordnet und wird auf einem niedrigeren positiven Potential als die Hauptanode gehalten.

Digitized by Google

Infolge der Emission von Sekundärelektronen von der Hilfsanode aus wirkt der Stromkreis von der Hilfsanode nach der Glühkathode innerhalb eines gewissen Bereichs der angelegten Spannung wie ein wahrer negativer Widerstand. Infolgedessen kann das Dynatron als Schwingungserzeuger für fast jede gewünschte Ton- oder Hochfrequenz oder auch als Spannungs- oder als Stromverstärker benutzt werden. Die Theorie der Schwingung hierfür wird gegeben und durch Versuche bestätigt.

Die Wirkung magnetischer Felder auf den Wert des negativen Widerstandes wird untersucht. Die Wirkung der Einfügung eines wahren Gitters (wodurch das Pliodynatron entsteht), wird ebenfalls betrachtet. Diese letztere Anordnung ist nicht nur ein Verstärker, sondern kann auch bequem als gesteuerter Schwingungserzeuger für drahtlose Telephonie verwendet werden. In diesem Zusammenhang werden Versuche beschrieben.

Die Verwendung des Dynatrons als verstärkender Detektor und als Mittel zum Ausgleichen des Widerstandes im Stromkreis wird erklärt, ebenso die gleichartige Anwendung des Pliodynatrons.

Alle Verluste in den Empfängerstromkreisen können kompensiert und Selektivität auch bei fester Koppelung aufrecht erhalten werden.

(Übersetzt aus den Proc. Inst. Radio Eng. **6**, Nr. 1, S. 5—35, Februar 1918, von H. Eales.)

Referate.

Martin Sjöström, Experimentelle Untersuchungen über die Beugung elektromagnetischer Wellen an einem Schirm mit geradlinigem Rande, Upsala Universitets Arsskrift 1916. (Selbstreferat des Verfassers.)

Das fragliche Problem hat in erster Linie rein wissenschaftliches Interesse, in zweiter Linie scheint es aber auch einige Aufmerksamkeit von radiotelegraphischem Gesichtspunkt aus zu verdienen, da es ein sehr einfaches und anschauliches Bild davon gibt, wie die Beugungsphänomene entstehen, wenn eine elektromagnetische Welle den Rand eines Hindernisses passiert, und außerdem Anweisung zu einem einfachen Verfahren gibt, die Intensitätsverteilung in dem Strahlungsfelde

Digitized by Google

zwischen dem Sender, dem beugenden Hindernis und dem Empfänger approximativ zu schätzen.

Das rein wissenschaftliche Interesse knüpft sich an die Frage nach der Allgemeingültigkeit des Maxwellschen Gleichungssystems zur Erklärung der elektromagnetischen Erscheinungen. Wir wissen, daß es keine Gültigkeit für die sehr raschen Zustandsänderungen, die sich innerhalb der Atome abspielen, besitzen kann, und die Frage erhebt sich da, ob ihm nicht sogar innerhalb des Spektralgebiets der Hertzschen Wellen vollkommene Gültigkeit abgeht.

Verf. hat früher (Jahrb. **9**, 74, 1914; **10**, 364, 1916) den Nachweis geführt, daß der Unterschied, der tatsächlich zwischen den experimentell gefundenen Werten für die Geschwindigkeit der Wellen in Luft und längs Drähten bestand, Störungswellen von den begrenzenden Flächen des Arbeitszimmers her zuzuschreiben war. K. F. Lindman und M. Erhardt haben danach aufs neue diese Geschwindigkeiten unter Eliminierung der angegebenen Fehlerquelle bestimmt und sie gleichgroß gefunden, womit also dieser nächstliegende Folgesatz der Maxwellschen Gleichungen volle Bestätigung erhalten hat.

Eine Prüfung ihrer vollen Gültigkeit erfordert indessen als Untersuchungsgegenstand ein kompliziertes Phänomen, das sich doch mit einfachsten experimentellen Mitteln hervorrufen und studieren läßt, und das mathematisch exakt behandelt ist. Eben von diesen Gesichtspunkten aus ist die fragliche Aufgabe gewählt worden.

Daß der entsprechende optische Versuch nicht in allen Teilen die Theorie hat bestätigen können, ist nicht erstaunlich, da es in der Optik unmöglich ist, die theoretischen Voraussetzungen eines im Vergleich zur Wellenlänge dünnen, vollständig spiegelnden Schirms mit geradem Rande zu realisieren. Auf dem Spektralgebiet der Hertzschen Wellen lassen sich diese Voraussetzungen in einfachster Weise verwirklichen. Dort kann man auch dahin gelangen, die Verhältnisse innerhalb des Abstandes einiger Wellenlängen vom Schirmrande zu untersuchen.

Eine theoretisch exakte Behandlung des mathematischen Problems wurde zuerst von Sommerfeld an einer an optische Versuche angepaßten Problemstellung und von Oseen für den Fall gegeben, daß ein punktförmiger Oszillator in willkürlichem Abstand vom Schirmrande die Wellen aussandte. Im Anschluß an diesen letzteren Fall ist die experimentelle Untersuchung angestellt worden.

Der Oszillator O, der von dem linearen Typus, 18 cm lang, war, war mit drei Funkenstrecken versehen, wobei die zwei Messingantennen

Digitized by Google

an den Elektroden der mittleren Funkenstrecke festgelötet waren. Die Funkenräume wurden von Wasserstoff durchströmt, der mit Alkoholdampf gesättigt war. Der Oszillator war durch einen kautschukisolierten Doppelleiter — behufs Vermeidung der Entstehung von Extraströmen in der Galvanometerleitung — an die Sekundärleitung eines mittelgroßen Induktoriums, das mittels Wechselstroms gespeist wurde, angeschlossen. Die angewandte Wellenlänge war 40 cm, das logarithmische Dekrement der Wellen war ungefähr 0,6.

Der Meßresonator, der linear und auf O abgestimmt war, bestand aus zwei Messingstäben mit teilweise übergeschobenen Messingröhren, die in einen Ebonitklotz eingeschraubt waren und in leitender Verbindung miteinander durch einen für Hertzsche Wellen empfindlichen Molybdänglanzdetektor standen, der so konstruiert war, daß er eine unveränderliche Empfindlichkeit besaß. Mittels eines gleichgebauten Standardresonators wurde kontrolliert, daß die Strahlung von dem Oszillator her während des Verlaufes einer Versuchsserie konstant war.

Die Eigenschwingungen des Meßresonators waren sehr stark gedämpft. Das gesamte logarithmische Dekrement des Resonators betrug nämlich ungefähr 1,2, wovon ungefähr 0,65 auf den Detektor entfiel. Die beiden Resonatoren waren durch dichtgewundene Doppelleiter aus feinem, seideisoliertem Kupferdraht mit zwei Siemens & Halskesche Galvanometern von 10000 Ω Gesamtwiderstand und der Stromempfindlichkeit 10^{-10} verbunden.

Durch eine besondere Untersuchung wurde konstatiert, daß die Galvanometerausschläge α dem Integralwert des Quadrats der Resonatorstromstärke proportional waren.

Das Arbeitszimmer war sehr groß (26,6 λ lang, 19 λ breit und ungefähr 9 λ hoch) und daher zu Versuchen mit freien elektrischen Wellen sehr geeignet. Ungefähr von der Mitte der einen Längswand und senkrecht zu dieser ging der große Zinkschirm, 7,5 λ lang und 7 λ hoch, aus. Dessen vertikaler beugender Rand war etwa eine Wellenlänge von der Mittellinie des Zimmers abgelegen, auf welch letzterer sich der Oszillator in einem Abstand von ca. 2 λ von der Schirmebene befand (siehe Fig. 1 und 2).

Oszillator und Meßresonator, dessen Antennen vertikal gestellt waren, wurden 4,8 λ über dem Fußboden von dünnen, horizontalen Glasröhren getragen, die an je einem schlanken Holzstativ befestigt waren, deren vertikale Gestellteile ca. 6 λ von O bzw. R entfernt waren, um die Einwirkung störender Reflexion von dorther zu vermindern.

Digitized by Google

Die Intensitätsabnahme mit dem Abstande von O zu R bei freier Ausbreitung wurde zuerst untersucht. Es wurde dadurch festgestellt, daß die Reflexionswellen von den begrenzenden Flächen des Zimmers her noch innerhalb des Abstandes $O—R = 5\ \lambda$ die Intensitätsmessungen nicht beeinträchtigen.

Die Hauptuntersuchung umfaßt eine detaillierte Ausmessung des Beugungsfeldes bei der oben fixierten gegenseitigen Lage von Schirm

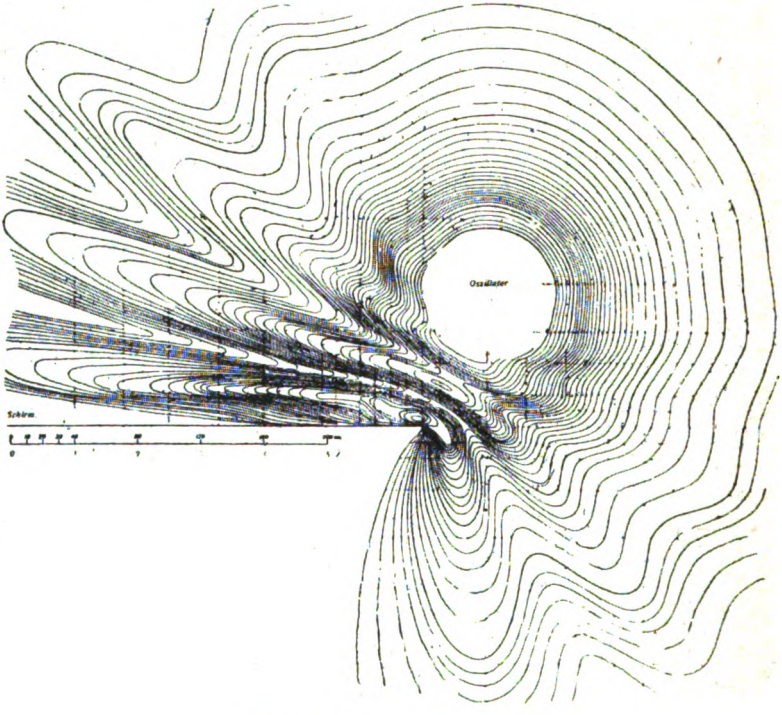


Fig. 1. Intensitätskarte.

und Oszillator (Schirmlage *I*). Die Strahlungsintensität wurde in Punkten an einer Menge einander kreuzender Linien gemessen, die teils senkrecht, teils parallel mit dem Schirm durch dünne Nähgarnfäden markiert werden konnten. Die Intensitätsbeobachtungen von den verschiedenen Teilen des Feldes her wurden sodann auf eine bestimmte Oszillatorstrahlungsstärke reduziert. Auf einer Karte der Äquatorialebene des Oszillators wurden dann die Resonatorlagen der reduzierten

Digitized by Google

α-Werte 4, 5, 7 ... 15, 18, 20, 25 ... 140, 150 ... eingetragen, wonach die Punkte gleicher Intensität durch Linien miteinander verbunden wurden, die sich so genau wie möglich an die tatsächlichen Verhältnisse anschlossen. Das Bild, das man auf diese Weise erhielt, die Intensitätskarte (Fig. 1) erinnert an die Niveaukarte einer Landfläche (Intensitätsfläche) mit Höhenzügen (verstärkte Intensität) und Tälern (geschwächte Intensität).

Zum erstenmal ist damit eine auf Versuchsergebnisse gegründete vollständige Kartierung der Intensitätsverteilung im Beugungsfelde

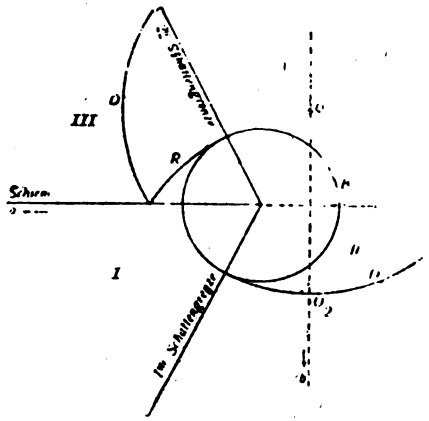


Fig. 2.

sowohl dicht neben wie viele Wellenlängen von dem beugenden Hindernis entfernt ausgeführt, die sich zudem sehr gut zu einem Vergleich mit der Theorie eignet. Ein anderer beträchtlicher Gewinn dieser Behandlungsweise der Beugungsaufgabe ist der, daß man einen Überblick über die Einwirkung gewisser systematischer Fehlerquellen erhält, die sonst leicht hätten übersehen werden können, wo sie sich nicht sehr deutlich kundgeben, und die bisweilen Beugungserscheinungen vortäuschen könnten, ganz besonders wenn man Schlüsse aus einzelnen Messungsreihen zu ziehen versuchte.

Meiner Erfahrung nach kann man bei Arbeiten mit Hertzschen Wellen nicht Mühe genug darauf verwenden, dem nachzuforschen, was alles für Kräfte es sind, die zusammenwirken, um diesen einen Galvanometerausschlag zu geben, der recht einfach zu registrieren ist.

Aus Fig. 1 sehen wir z. B. ganz vorn am Schirmrande eine starke Deformation des ersten Höhenrückens. Es erwies sich, daß diese ihren

Digitized by Google

Grund in der Eigenausstrahlung des Resonators hat, die von dem Schirm zurückgeworfen wird und sich dem Strahlungsfelde überlagert, demnach nichts mit dem Beugungsphänomen selbst zu tun hat, was zu vermuten sonst recht nahe liegen könnte. Andere Fehlerquellen sind experimentell untersucht worden, entweder um ihre Eliminierung durch zweckmäßige Versuchsanordnungen zu ermöglichen oder, wenn dies unmöglich sein sollte, doch eine Schätzung ihrer Einwirkung auf die Meßresultate zu gewinnen. Von solchen sind zu nennen die Ausstrahlung des Meßresonators zum Standardresonator, die den Strom in dem letzteren bald verstärken, bald schwächen kann, je nach ihrer gegenseitigen Lage und ihrer Lage im Verhältnis zum Oszillator, die Einwirkung horizontaler und vertikaler Stativteile und der Leiter (einschließlich des Resonators) auf die Strahlung vom Oszillator her und mutatis mutandis auf den Ausschlag des Resonators ferner die Reflexionswellen von den begrenzenden Flächen des Zimmers und von Gegenständen im Zimmer her

Mit Ausnahme des ersten Höhenrückens vor dem Schirm haben die Fehlerquellen nicht merkbar die Lagen der Höhenrücken und der Talböden verschieben, wohl aber eine Unsicherheit in die absoluten Intensitätswerte auf einige wenige Prozente einführen können.

Das experimentelle Material scheint demnach ziemlich wohl geeignet zu einem Vergleich mit den numerischen Berechnungen zu sein, die, auf Oseens Lösung für diesen Beugungsfall gegründet, sich unter Ausarbeitung befinden.

Die allgemeinen charakteristischen Züge des Beugungsvorganges treten indessen bereits in Sommerfelds und Oseens Lösungen des zweidimensionalen Problems hervor. Sie lassen sich ungezwungen auf folgende Weise interpretieren.

Man denke sich eine Ebene senkrecht zum Schirm und der leuchtenden Linie gelegt (Fig. 2). Von dem leuchtenden Punkt O in dieser Ebene breitet sich eine Welle D aus. Wenn diese den Schirm trifft, führt sie zur Entstehung einer reflektierten Welle R, die von dem Spiegelbild O_2 des Oszillators im Schirm auszugehen scheint, gleichzeitig damit, daß die erste Welle den Oszillator verläßt. Diese beiden Wellen treffen gleichzeitig an der Kante K des Schirmes ein. Diese wird nun das Zentrum für eine neue Welle B, die sich nach allen Richtungen ausbreitet. Es ist nun zweckmäßig, die Ebene in drei Teile einzuteilen, I. den geometrischen Schattenraum, II. den direkt durchstrahlten Raum bis zum ersten reflektierten Strahl hin (die zweite Schattengrenze), III. den Reflexionsraum, der sich bis zum Schirm hin

Digitized by Google

erstreckt. In I. verläuft die Beugungswelle B allein, in II. interferiert sie mit der direkten Welle D, und gibt dadurch Anlaß zu den aus der Optik bekannten Beugungserscheinungen vor und hinter dem Spiegel, in III. interferieren alle drei Wellen B, D, R. Die Interferenzstreifen von D und R sind weitaus die stärksten. Die Intensität der Beugungswelle ist nämlich am größten in II. gleich nach außen von den beiden Schattengrenzen und nimmt auf gleichartige Weise nach dem Innern von I. und III. rasch ab.

Bekanntlich verstärken und schwächen R und D einander am meisten längs einer Schar von Hyperbeln mit O_1 und O_2 als Foci, und sukzessiven Vertices im Abstande $\frac{\lambda}{4}$ voneinander. Diese Hyperbeln sind in der Fig. 8 in dicken Linien gezogen.

Wenn die Phase von B in allen Richtungen konstant wäre, würden die Verstärkungen und Abschwächungen von D und B gleichfalls mit einem Hyperbelsystem mit K und O_1 als Foci zusammenfallen. Unter der Annahme, daß B an der Schirmkante gegen D nicht um $\varphi = \pi$, wie R es wird, sondern um $\varphi = \pi - \frac{\pi}{4}$ in der Phase verschoben wird, ist das in dünnen Linien gezogene Hyperbelsystem der Fig. 8 konstruiert worden. In diese Figur sind auch die der Intensitätskarte entnommenen Punkte eingetragen, wo die Höhenzüge und Täler von den verschiedenen Linien überquert werden, längs welchen die Beobachtungsreihen aufgenommen wurden.

Im Reflexionsraume fallen die beobachteten Punkte sehr gut mit den berechneten Reflexionshyperbeln — mit Ausnahme nur für die erste Hyperbel zufolge der oben angeführten Ursache — im Raume II mit den Beugungshyperbeln zusammen. Nur in der Nähe der sekundären Schattengrenze ist im Raume II eine deutliche Abweichung zu erkennen. Die Beugungsstreifen ändern dort ihre Richtung, biegen von den berechneten Beugungshyperbeln ab und verschwinden in den kräftig skulptierten Höhenzügen und Tälern, die durch Interferenz zwischen der direkten und der reflektierten Welle entstanden sind. Diese Abbiegung geschieht bereits, bevor die sekundäre Schattengrenze erreicht ist, was darauf deutet, daß der φ Wert der Beugungswelle allmählich nach π hin verschoben wird, wenn ihre Fortpflanzungsrichtung sich dem Zusammenfall mit der Schattengrenze nähert.

Die Ergebnisse einer Untersuchung bei einigen anderen Schirmlagen deuten darauf hin, daß die Phasenverschiebung φ in II mit Ausnahme nur des Gebiets nächst den Schattengrenzen innerhalb recht

Digitized by Google

weiter Grenzen von der Lage von Schirm und Oszillator im Verhältnis zueinander unabhängig und also immer gleich $\pi - \frac{\pi}{4}$ ist, und

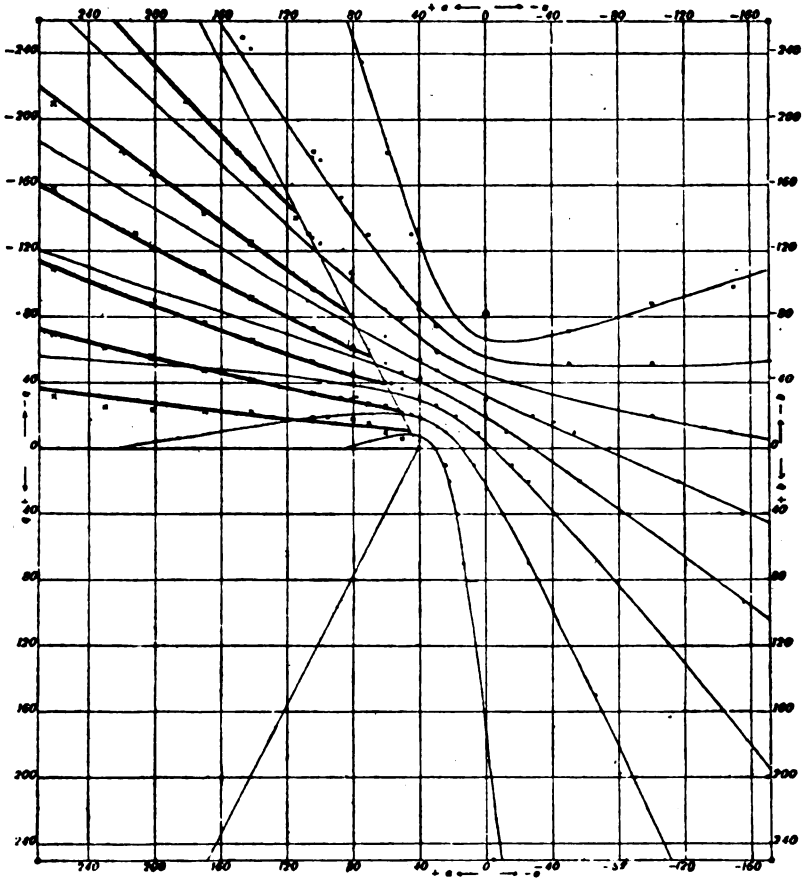


Fig. 3.

daß *die Lage der Beugungsstreifen auf die oben angewandte einfache Weise bestimmt werden kann.*

Inwieweit ist nun ein Einfluß der Beugungswelle auf die Intensitätsverteilung im Raume III zu verspüren? Versuche haben gezeigt, daß bei großen Beugungswinkeln *i. e.* in Richtungen, die einen großen Winkel mit der sekundären Schattengrenze bilden, die In-

Digitized by Google

tensitätsverteilung ungeändert bleibt, wenn der Schirm so vergrößert wird, daß die Kante parallel mit sich selbst weiter weg verschoben wird. Die Beugungswelle ist also von unmeßbarer Intensität bei großen Beugungswinkeln. Bei kleineren Winkeln wird ihr Einfluß merkbar und nimmt an Bedeutung zu, je kleiner der Winkel wird. Die beiden Kurven der Fig. 4 z. B. sind 96 cm von der Mittellinie des Zimmers entfernt aufgenommen, die eine bei Schirmlage I, die andere nachdem der Schirm so weit verlängert worden war, daß

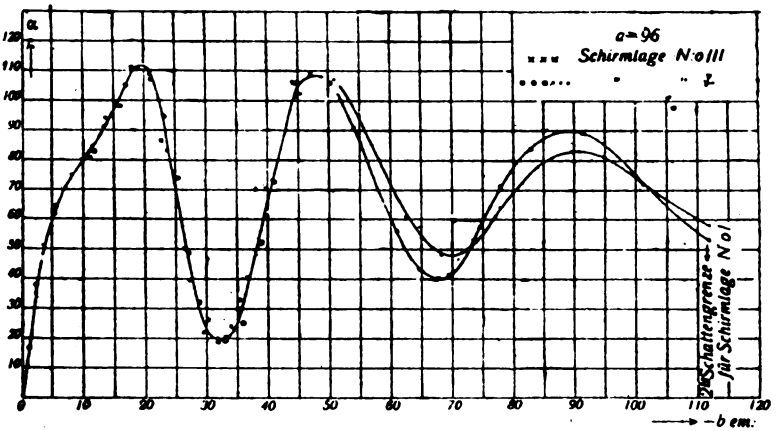


Fig. 4.

K in einem Abstande von einer Wellenlänge auf der anderen Seite (vgl. Fig. 3) der Mittellinie zu liegen kam (Schirmlage III).

Die Intensitätswerte fallen gemäß dem obigem zunächst gut längs derselben Kurve, gehen dann aber auf der Außenseite des zweiten Maximums entschieden auseinander. Bei Schirmlage III, bei der die Intensitätswerte von der Beugungswelle unbeeinflußt sein müssen, sind die Maxima höher und die Minima tiefer als bei Schirmlage I, wo die Beugungswelle demnach unverkennbar die Kurve abzuplatten und die Maxima und Minima außerdem etwas zu verschieben vermag. Hiermit ist also konstatiert, daß die Beugungswelle auch eine kleine Strecke in den Reflexionsraum hinein, von der Schattengrenze aus gerechnet, eine deutliche und recht starke Einwirkung auf die Intensitätsverteilung daselbst hat.

In dem geometrischen Schattenraum verläuft die Beugungswelle allein, ihre Intensität ist sehr schwach und wird immer schwächer, je

Digitized by Google

weiter man von der Schattengrenze ab in denselben eindringt. Es tritt aber hier ein bemerkenswertes Phänomen auf, das bei der Beugung des Lichtes nicht beobachtet worden ist. In einem Abstande von 4—5 Wellenlängen von dem Schirmrande und dann weiter weg ist eine Kräuselung der Intensitätsfläche beobachtet worden. Die Intensitätsfluktuationen liegen näher dem Schirm weiter auseinander, und nehmen an Zahl zu und rücken einander immer näher, je weiter weg von dem Schirm sie gemessen worden sind; sie setzen sich auch in den Raum II hinein fort. Wird der Schirm um ein paar Zentimeter verlängert, so machen die Kräuselungen annähernd so, als wenn sie fest mit der Schattengrenze verbunden wären, die Bewegung mit.

Die Intensität derselben ist indessen sehr schwach, nur ca. 0,0001 der Intensität im Abstande einer Wellenlänge vom Oszillator. Die Lagen der Fluktuationen und die Intensitätsverhältnisse können jedoch infolge der Einwirkung von Störungswellen nicht als sicher bekannt betrachtet werden.

Es ist da von größtem Interesse, daß Oseens Theorie gleichfalls voraussagt, daß ein Phänomen eben des oben geschilderten allgemeinen Charakters bei der Beugung von Wellen, die so stark gedämpft sind wie die bei dieser Untersuchung angewandten, entstehen muß.

Die Schlußfolgerungen der Theorie gemäß Oseens Berechnungen haben durch die Experimente volle Bestätigung erhalten. Es liegt folglich hiermit eine kräftige Stütze für die Berechtigung der Annahme vor, daß die Maxwellschen Gleichungen noch für Schwingungen von der Frequenz (10^9) der Hertzschen Wellen volle Gültigkeit besitzen.

W. H. Eccles, The Year Book of Wireless Telegraphy and Telephony 1916. 616—624; **G. W. O. Howe,** l. c. 1917, 694—704: Kapazität, Selbstinduktion und Wellenlänge von Luftleitern.

Wellenlänge, wirksame Kapazität. Selbstinduktion und Widerstand nes Luftleiters müssen bekannt sein, wenn man Einblick in seine Arbeitsweise erhalten will. Ihre Bestimmung ist sowohl rechnerisch wie auch experimentell nach verschiedenen Methoden ausführbar. Der Rechnung und Messung am zugänglichsten ist die Wellenlänge.

Die „wirksame" Kapazität ist wohl zu unterscheiden von der „elektrostatischen" Letztere ist unabhängig von der Frequenz, wo hingegen die erstere mit der Wellenlänge abnimmt.

Digitized by Google

Daraus ergibt sich ohne weiteres, daß die Kenntnis der „elektrostatischen" Kapazität von untergeordneter Bedeutung ist.

Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse bei der Selbstinduktion des Luftleiters.

Eccles schlägt deshalb vor, die Wellenlänge als Ausgangspunkt für die Bestimmung von Kapazität und Selbstinduktion zu nehmen. Seine Methode läßt sich am einfachsten an Hand eines praktischen Beispiels erläutern. Der Luftleiter bestehe aus einem senkrecht zur Erde hochgeführten geraden Draht von $l = 147$ m Länge.

Seine Eigenwelle bestimmt sich nach der mit der praktischen Erfahrung im Einklang stehenden Formel

$$\lambda_0 = 4{,}2 \cdot l$$

zu

$$618 \text{ m}$$

Verlängert man den Luftleiter durch Einschalten einer Spule vom Selbstinduktionskoeffizienten $L = 163\,000$ cm, so wird seine Wellenlänge $\lambda = 1200$ m werden, was experimentell leicht nach bekannten Methoden ermittelt werden kann.

Aus der folgenden Figur ergibt sich für das Verhältnis $\frac{\lambda}{\lambda_0} = 1{,}94$ (linke Seite), die Größe $\frac{L}{L_0}$ zu 1,15 (rechte Seite) und weiter

$$L_0 = \frac{L}{1{,}15} = 142\,000 \text{ cm}$$

Durch die Werte von L_0 und λ_0 ist dann ohne weiteres auch die Größe der „wirksamen" Kapazität C_0 gegeben

Diese kann experimentell in ähnlicher Weise wie die Selbstinduktion auch direkt bestimmt werden.

Schaltet man an Stelle der Selbstinduktion L in den Luftleiter eine Kapazität $C = 1610$ cm ein, so ergibt die Messung eine Wellenlänge $\lambda = 470$ m.

An Hand der Figur läßt sich der zu dem Verhältnis $\frac{\lambda}{\lambda_0} = 0{,}762$ gehörige Wert $\frac{C}{C_0}$ zu 0,96 bestimmen und damit wird

$$C_0 = \frac{C}{0{,}96} = 1680 \text{ cm}$$

Aus C_0 und λ_0 kann dann L_0 berechnet werden. Sobald man

Digitized by Google

die Größen L_0, C_0 und λ_0 gefunden hat, ist man in der Lage auf sehr einfache und schnelle Weise aus der Figur die Wellenlänge des Luftleiters sowohl für beliebig große eingeschaltete Kapazitäts- oder

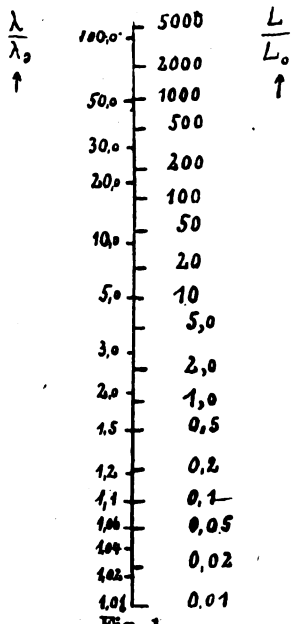


Fig. 1.

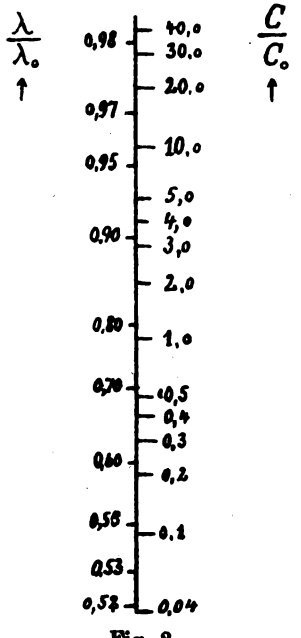


Fig. 2.

Selbstinduktionswerte, als auch für jede Kombination beider zu entnehmen.

Beispiel 1.

In die angenommene Antenne ($L_0 = 142\,000$ cm, $C_0 = 1680$ cm, $\lambda_0 = 618$ m) wurde ein Kondensator von der Kapazität $C = 485$ cm eingeschaltet.

Fig. 2 liefert für $\frac{C}{C_0} = 0{,}286$ das Verhältnis $\frac{\lambda}{\lambda_0} = 0{,}623$ und die gesuchte Wellenlänge

$$\lambda = 0{,}623 \cdot 618 = 385 \text{ m}$$

Beispiel 2.

Es werde an Stelle des Kondensators eine Spule vom Selbstinduktionskoeffizienten $L = 682\,000$ cm eingeschaltet.

Digitized by Google

Fig. 1 ergibt für $\frac{L}{L_0} = 4{,}8$ den Wert

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = 3{,}56 \quad \text{und} \quad \lambda = 3{,}56 \cdot 618 = 2200 \text{ m}$$

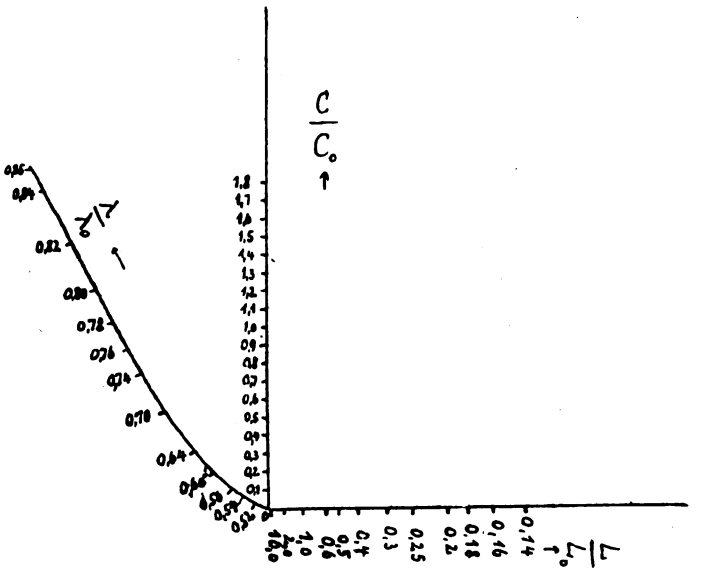


Fig. 3.

Beispiel 3.

In der Antenne befindet sich die Spule mit dem Selbstinduktionskoeffizienten $L = 27\,300$ cm in Serie mit dem Kondensator $C = 1030$ cm. $\frac{L}{L_0}$ wird in diesem Falle gleich 0,192, das Verhältnis der Kapazitäten $\frac{C}{C_0} = 0{,}614$.

Trägt man diese beiden Größen auf den Koordinatenachsen der Fig. 3 ab, so schneidet ihre Verbindungalinie die Kurve für die Wellenverhältnisse in dem gesuchten Punkte und zwar wird

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = 0{,}79$$

und daher $\lambda = 0{,}79 \cdot 618 = 488$ m

Digitized by Google

Die Benutzung der Kurven ist außerordentlich bequem, sie führt erheblich schneller zum Ziel wie die Ausrechnung.

Die Kurven können auch benutzt werden, um nur noch einen von vielen anderen Fällen anzuführen, zur Bestimmung der zusammengehörigen Werte von Kapazität und Selbstinduktion, die eine bestimmte Wellenlänge ergeben.

Wird die Antenne mit einem zweiten Schwingungskreise gekoppelt, so ändert sich der Selbstinduktionskoeffizient L.

An seine Stelle ist dann der Ausdruck $L(1 - K^2)$ zu setzen, wo K den Kopplungskoeffizienten beider Kreise bedeutet. Bei losen Kopplungen ist die dadurch bedingte Änderung der Selbstinduktion nicht erheblich und praktisch vernachlässigbar. Sie beträgt bei einer Kopplung von 10 % nur etwa 1 %.

Anmerkung des Referenten: Die nach der angegebenen Methode bestimmten Werte von wirksamer Kapazität und Selbstinduktion werden nur dann richtig sein können, wenn durch das Zuschalten von Spulen oder Kondensatoren der Schwingungszustand oder die Stromverteilung auf der Antenne nicht wesentlich geändert wird. Über die Grenzen ihrer Anwendbarkeit habe ich ausführlich in der Phys. Zeitschrift 1912, 658—666, berichtet.

Einen anderen Weg zur Bestimmung der Fundamentalgrößen eines Luftleiters schlägt Howe ein.

Er geht aus von einer einseitig offenen Doppelleitung, deren anderes Ende mit einem Wechselstromgenerator verbunden ist.

Wählt man die Länge der Leitung derart, daß sie gleich der Viertelwellenlänge (oder einen ungeraden Vielfachen davon) des vom Generator erzeugten Wechselstromes ist, so kann man die Maschine abschalten, ohne die Schwingungsvorgänge auf den Drähten zu stören, vorausgesetzt, daß Verluste durch Strahlung und Joulesche Wärme nicht vorhanden sind.

Ist die Entfernung zwischen den beider Leitern nicht mehr klein gegenüber der Wellenlänge, so muß zur Erzielung der Resonanz der Generator auf eine etwas längere Welle abgestimmt werden wie zuvor.

An Stelle der einen Leitung kann selbstverständlich die Erde treten.

Wie ändern sich nun die Verhältnisse, wenn der übrig gebliebene Einzeldraht nicht mehr horizontal sondern vertikal angeordnet wird?

Damit die Einzelleitung nicht nur in einer ganz bestimmten Richtung die Energie führt, sondern in der ganzen Ebene, gibt man dem Draht nicht die Form eines Zylinders, sondern eines Kegels, dessen Spitze sich in unmittelbarer Nähe der Erde befindet (s. Fig. 4).

Selbstinduktion und Kapazität werden dann über seine Länge in

Digitized by Google

gleicher Weise verteilt sein, wie bei den behandelten parallelen Drähten. Durch Verkleinerung des Öffnungswinkels des Kegels gelangt man schließlich angenähert zu dem vertikalen geraden Draht.

Unter der Annahme, daß der Einfluß des Drahtendes vernachlässigt wird, und daß das elektrische Feld in kreisförmigen Bahnen verläuft (s. Fig. 5), berechnet sich die Kapazität pro Längeneinheit zu

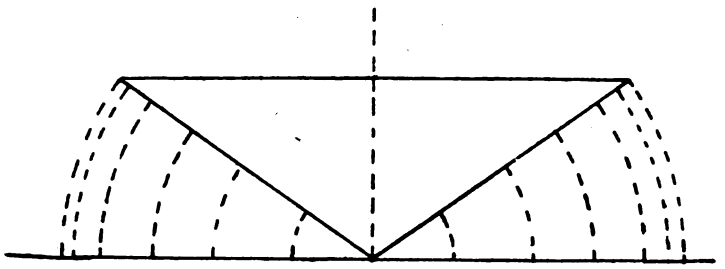


Fig. 4.

$$C = \frac{1}{2 l n \frac{h}{r}} \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \text{ Farad}$$

Hierin bedeuten h die Höhen und r den Radius des Leiters gemessen in halber Kegelhöhe..

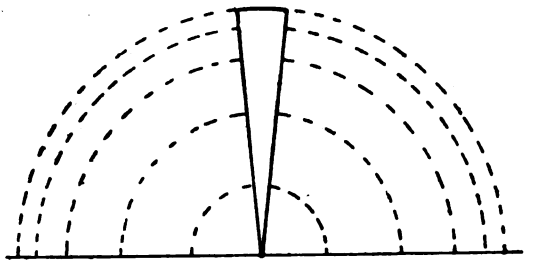


Fig. 5.

Da die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Wellen $v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ ist, so findet man nach Einsetzen des obigen Wertes für C

$$L = 2 l n \frac{h}{r} 10^{-9} \text{ Henry pro Zentimeter}$$

Digitized by Google

Diese Werte stimmen vollkommen überein mit den sich bei einem unendlich langen, horizontal ausgespannten geraden Draht ergebenden, dessen Höhe über dem Boden gleich $\frac{h}{2}$ ist, und man ist daher zu der Annahme berechtigt, daß die wirksamen Induktions- und Kapazitätswerte pro Längeneinheit von Vertikaldrähten angenähert die gleichen sind wie die von horizontalen unendlich langen Drähten in halber Höhe.

Die Grundwellenlänge eines Vertikaldrahtes wird unter Vernachlässigung der Endwirkungen gleich dem 4fachen der Länge sein:

An Stelle des Zahlenfaktors 4 setzt man in allen praktischen Fällen besser 4,2 (Drähte endlicher Länge).

Der Verfasser geht dann über zur Berechnung des Einflusses, den eine in den Luftleiter eingeschaltete Selbstinduktion Lx zur Folge hat.

Bei einer einseitig offenen Doppelleitung von der Länge l ist die scheinbare Impedanz am Leitungsanfang gleich

$$\sqrt{\frac{z}{y}}\,\frac{\mathfrak{Cof}\,a\,l}{\mathfrak{Sin}\,a\,l}$$

z Impedanz, y Admittanz pro Längeneinheit, $a = \sqrt{z \cdot y}$.

Für den Fall des Luftleiters werden diese beiden Größen zu $i\,\omega\,L$ und $i\,\omega\,C$ angenommen ($\omega = 2\,\pi\,f$), und die scheinbare Impedanz wird somit

$$\sqrt{\frac{L}{C}}\,\frac{1}{i\,\mathrm{tg}\,\omega\,l\sqrt{L\,C}}$$

Für $\lambda = 4\,l$ verschwindet dieser Ausdruck, da $\omega\,l\sqrt{L\,C}$ dann gleich $\frac{\pi}{2}$ wird.

Schaltet man die Selbstinduktion Lx in den Luftleiter und stellt man wieder Resonanz her, so erhält man für Lx den Ausdruck

$$Lx = \frac{1}{\omega}\sqrt{\frac{L}{C}}\,\frac{1}{\mathrm{tg}\,\omega\,L\sqrt{C\,L}}$$

Bezeichnet man die frühere Wellenlänge mit λ_0, die entsprechende Frequenz mit $f_0 = \frac{\omega_0}{2\,\pi}$, die nach Einschaltung der Selbstinduktion Lx mit $\lambda = \frac{\lambda_0}{\alpha}$ (α ein Bruch) bzw. $f = \alpha\,f_0$, so wird, da $\omega_0\,l\sqrt{L\,C} = \frac{\pi}{2}$ ist,

$$Lx = \frac{1}{\omega_0}\sqrt{\frac{L}{C}}\,\frac{1}{\alpha\,\mathrm{tg}\,\alpha\,\frac{\pi}{2}}$$

Digitized by Google

Nach Einsetzen der zuvor für die Größen C und L berechneten Werte wird

$$Lx = 12{,}76 \cdot h \ln \frac{h}{r} \frac{1}{\alpha \operatorname{tg} \alpha \frac{\pi}{2}} \cdot 10^{-10} \text{ Henry}$$

Um beispielsweise die Grundwelle eines geraden Drahtes von 2 mm Radius und 100 Fuß Höhe auf den doppelten Betrag zu bringen, muß man in den Luftleiter eine Selbstinduktion

$$Lx = 12{,}76 \cdot 3050 \cdot \ln \frac{3050}{0{,}2} \cdot 2 \cdot 10^{-10} \text{ Henry} = 75 \text{ Mikrohenry}$$

einschalten.

Für sehr kleine Werte von Lx geht die obige Formel über in die einfache

$$Lx = \frac{\pi \delta}{2 \omega_0} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

wo $\delta = 1 - \alpha$ gesetzt ist.

In einem gewöhnlichen Schwingungskreis mit konzentrierter Kapazität C_0 und Selbstinduktion L_0 kann man beispielsweise die letztere Größe dadurch experimentell bestimmen, daß man eine bekannte Selbstinduktion Lx dem Kreise hinzufügt und die dadurch hervorgerufene Vergrößerung der Wellenlänge ermittelt.

Da die Kapazität unverändert bleibt, wird

$$\frac{\lambda^2}{\lambda_0^2} = \frac{L_0 + Lx}{L_0}$$

und

$$1 + \frac{Lx}{L_0} = \frac{1}{\alpha^2} = \frac{1}{(1-\delta)^2} = 1 + 2\delta$$

für kleine Werte von δ.

Daraus folgt

$$L_0 = \frac{Lx}{2\delta}$$

Ein vertikaler Draht ohne eingeschaltete Selbstinduktion verhält sich einer kleinen zugefügten gegenüber so, als ob er eine äquivalente Selbstinduktion vom Betrage

$$L_0 = \frac{\pi}{4 \omega_0} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{h}{6 \cdot 10^{10}} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{h}{2} L$$

hätte.

Digitized by Google

Nach Einsetzen des Wertes für L wird

$$L_0 = h\, l\, n \frac{h}{r} \quad 10^{-9} \text{ Henry}$$

Für die Kapazität C_0 ergibt sich ein ähnlicher Ausdruck und zwar wird

$$C_0 = \frac{1}{2{,}22} \frac{h}{l\, n \frac{h}{r}} \text{ Mikro-Mikrofarad}$$

Die Kapazität C_0 wird mit wachsendem Lx zunehmen und sich allmählich dem elektrostatischen Werte nähern, der vom Verfasser früher berechnet worden ist und zwar wird hiernach für die angenommenen Verhältnisse die elektrostatische Kapazität gleich

$$\frac{h}{2\left(l\, n \frac{h}{r} - 1\right)} \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \text{ Farad}$$

Für den vorhin berechneten Draht von 2 mm und 100 Fuß Länge findet man bei Abwesenheit von Selbstinduktion eine äquivalente Kapazität von 143 Mikro-Mikrofarad, während die elektrostatische gleich 197 Mikro-Mikrofarad wird.

Schwieriger wird die Berechnung von Kapazität und Selbstinduktion für Luftleiter vom T, L und Schirmantennentyp.

Die scheinbare Impedanz am Fuß einer Schirmantenne ist äquivalent dem des vertikalen Teiles, den man als Draht von der Länge h auffassen kann, dessen Ende eine zusätzliche Impedanz besitzt, deren Größe sich ergibt aus der resultierenden Impedanz aller Rippen des Schirmes.

Eine Schirm- oder T-Antenne läßt sich zurückführen auf einen äquivalenten Luftleiter vom L-Typ, wenn man die Länge des horizontalen Teiles des letzteren gleich macht der Länge der einzelnen Schirmdrähte und ihr eine Selbstinduktion L_2 bzw. eine Kapazität C_2 zuteilt, die sich zusammensetzt aus den entsprechenden Werten der als parallel geschaltet angenommenen Drähte des Schirmes.

Man hat also einen Draht von der Länge h, der Selbstinduktion L_1 und der Kapazität C_1 pro Längeneinheit in Serie mit einem Draht der Länge l, der Selbstinduktion L_2 und der Kapazität C_2.

Die Grundschwingung eines solchen Luftleiters ist berechenbar.

Ist $C_2 = 4\, C_1$ und $l = h$, so findet man für λ_0 den Wert $6{,}8\,(h + l)$.

Digitized by Google

Auch hier kann man wie beim geraden Draht den Einfluß einer ungeschalteten Selbstinduktion berechnen.

Setzt man

$$\frac{C_2}{C_1} = \frac{L_1}{L_2} = \gamma; \qquad l = n \cdot h; \qquad \frac{2\pi h}{\lambda_0} = \beta$$

und

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{\omega}{\omega_0} = \alpha$$

und nimmt man wie vorhin Lx als sehr klein an, so erhält man für L_0 den Wert

$$L_0 = \frac{h}{6 \cdot 10^{10} \gamma} \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \left(\frac{\operatorname{tg} \beta + n \operatorname{tg} \beta + \gamma (\operatorname{tg} n\beta + n \operatorname{tg} \beta)}{\operatorname{tg} n\beta (1 + \operatorname{tg}^2 \beta)} \right)$$

Einen entsprechenden Ausdruck findet man für die Kapazität C_0.

Die Anwendung obiger Formel zur Berechnung der Größen L und C des Luftleiters stößt auf gewisse Schwierigkeiten.

Die Werte L_1, L_2, C_1 und C_2 sind unsicher.

Sie sind berechnet worden für den Fall, daß die Drähte unendlich lang sind und die Wellenlänge groß ist im Verhältnis zum Abstand der Leiter. Die Formeln sind nicht mehr streng anwendbar, wenn die Kapazität pro Längeneinheit ihre Größe ändert, wie es bei den Luftleitern vielfach der Fall ist.

Sie werden aber umso genauere Werte liefern, je mehr der Luftleiter verlängert wird, je mehr also die wirksame Kapazität sich seiner elektrostatischen nähert, deren Berechnung vom Verfasser in einer Reihe von Untersuchungen ausgeführt worden ist.

Einen Näherungswert für die Kapazität findet man nach den angegebenen Formeln, wenn man für C_1 und C_2 Werte einsetzt, die sich ergeben würden, wenn die Drähte unendlich lang wären.

Für eine Anzahl n paralleler Drähte im Abstand d voneinander, auf denen die Ladung gleichmäßig verteilt ist, findet man beispielsweise eine Kapazität pro Langeneinheit

$$C = \frac{n}{2\left(n \ln \frac{2h}{d} + \ln \frac{d}{r} - B\right)} \quad \frac{10^{-6}}{0{,}9} \text{ Mikrofarad}$$

Die Werte für B findet man in einer Arbeit des Verfassers (Electrician 73, S. 829).

Für eine T-Antenne von 200 Fuß Höhe, 600 Fuß Länge, bestehend aus 4 parallelen Drähten im gegenseitigen Abstand von 4 Fuß,

Digitized by Google

die von der Mitte des horizontalen Teiles fächerförmig zum Erdboden geführt sind, ergibt sich unter Anwendung der mitgeteilten Rechenmethoden für die effektive Kapazität bei Abwesenheit von eingeschalteter Selbstinduktion der Wert

$$C = 2{,}86 \cdot 10^{-3} \text{ Mikrofarad}$$

Die elektrostatische Kapazität derselben Antenne ist früher vom Verfasser zu

$$C = 3{,}14 \cdot 10^{-3} \text{ Mikrofarad}$$

berechnet worden.

In praktischen Fällen wird die experimentelle Bestimmung der Größen λ, C und L der Rechnung vorzuziehen sein, da sie erheblich schneller zum Ziel führt und auch dann anwendbar ist, wenn der Luftleiter eine beliebige Gestalt hat, die der Berechnung erhebliche, wenn nicht sogar unüberwindliche Schwierigkeiten entgegenstellen würde. (Anm. des Ref.). A. Esau.

Mitteilungen aus der Praxis.

Funkentelegraphie im Flugzeuge.

Von **E. Niemann**, Oberleutnant und Kommandeur der F.-T.-Versuchs-Abteilung der Inspektion des Flugzeugwesens.

(Schluß.)

IV. Stromquellen.

1. Antriebsarten.

Bei deutschen Flieger-F.-T.-Stationen ist man grundsätzlich auf Dynamomaschinen als Stromquellen übergegangen. Der Antrieb erfolgt entweder mittels Propeller (siehe Figur 21) oder durch direkte Kupplung mit dem Flugzeugmotor, oder bei Riesen-Flugzeugen durch ein Motor-Aggregat.

Der Propellerantrieb hat den Nachteil, daß er einen erheblichen Luftwiderstand bietet. Er wirkt daher für das Flugzeug durch Verringern der Geschwindigkeit flugtechnisch ungünstig. Sein Vorteil beruht in der Möglichkeit, unabhängig vom Flugzeugmotor, auch dann dem Generator noch Strom entnehmen zu können, wenn das Flugzeug

Digitized by Google

im Gleitflug zur Landung ansetzt. Dies ist vor allem für Wasser-Flugzeuge und Luftverkehrs-Flugzeuge wichtig, um ihren Notlandeplatz dem Flughafen noch mitteilen zu können.

Beim Propellerantrieb wird die F.-T.-Dynamo entweder neben dem Beobachtersitz eingebaut (siehe Figur 22) oder im Fahrgestell bzw. oberen Spannturm befestigt. Ersteres hat den Vorteil, daß der Be-

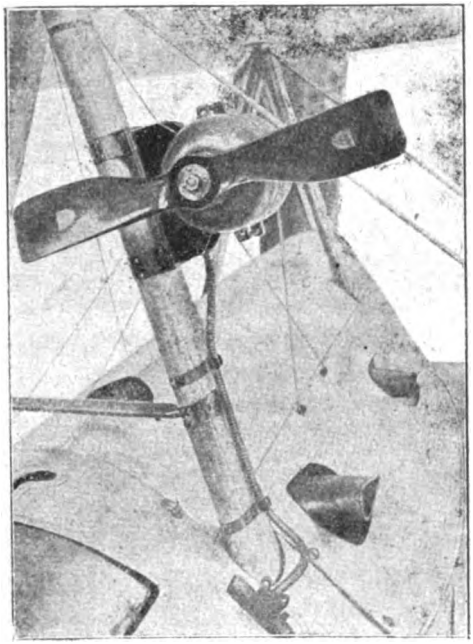


Fig. 21.

obachter die Umdrehungszahl dadurch regulieren kann, daß er die F.-T.-Dynamo in einem bestimmten Winkel in den Flugwind bringt.

Flugtechnische Nachteile vermeidet eine direkte Kupplung des Generators mit dem Flugzeugmotor.

Riesenflugzeuge führen ein besonderes Motor-Aggregat an Bord. In diesem Falle treibt ein kleinerer zweizylindriger Bosch-Viertakt-Motor mit Luftkühlung die Wechselstrom-Dynamo für F.-T. an. Das Gesamtgewicht, beträgt einschließlich Zubehör, Brennstoff- und Ölvorrat etwa 75 kg.

Digitized by Google

2. Stromarten.

Für tönende Löschfunkenstationen werden in Einsitzer- und Doppelsitzer-Flugzeugen (C.-Flugzeuge) im allgemeinen Gleichstrom-Wechselstrom-Generatoren von folgender Leistung verwendet: Bei 4500 Umdrehungen — 250 Watt Wechselstrom von 500 Perioden für

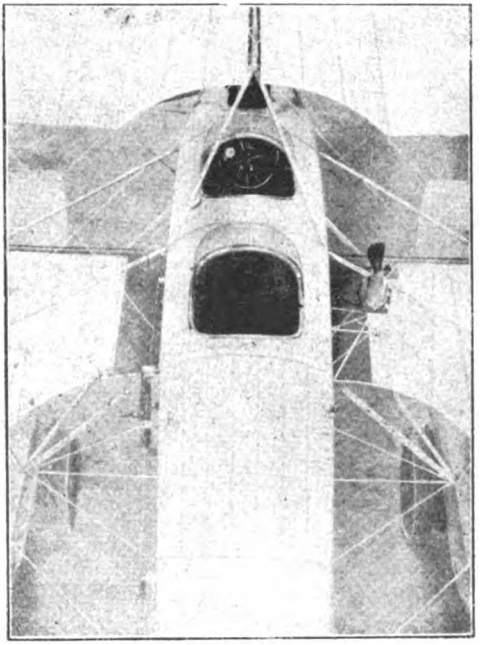


Fig. 22.

F.-T. und gleichzeitig getrennt abzunehmen 200 Watt Gleichstrom von 50 Volt Spannung für Heiz- und Beleuchtungszwecke. Gewicht etwa 9 kg.

Für Großflugzeuge werden zwei der oben genannten Generatoren auf dieselbe Achse gesetzt und dadurch die doppelte Leistung von 500 Watt Wechselstrom und 400 Watt Gleichstrom erzielt.

Für Riesen-Flugzeuge Gleichstrom-Wechselstromgeneratoren von folgender Leistung: Bei 1600 Umdrehungen 1000 Watt Wechselstrom von 500 Perioden für F.-T. und gleichzeitig 800 Watt Gleichstrom von 50 Volt Spannung für Heiz- und Beleuchtungszwecke. Gewicht etwa 25 kg.

Digitized by Google

Bei Riesen-Flugzeugen wird gegebenenfalls auf die gleiche Achse noch ein Drehstromteil für Dreiphasenstrom von 833 Perioden gesetzt.

Bei F.-T.-Bordstationen für Röhrensender wird im allgemeinen eine Gleichstromspannungs-Dynamo zur Erzeugung der Schwingungsenergie verwendet. Dieselbe Maschine liefert gleichzeitig 250 Watt Gleichstrom von 50 Volt für Heiz- und Beleuchtungszwecke. Zur Vermeidung gegenseitiger Beeinflussung der beiden Stromkreise sind die Hoch- und Niederspannungswicklungen auf getrennten Ankern auf der gleichen Achse untergebracht. Bei 4500 Umdrehungen liefert die Maschine auf der Hochspannungsseite 600 Volt × 0,1 Ampere = 60 Watt.

Außer dem Generator für die Sendeenergie wird an Bord noch eine Batterie von 35—100 Volt Spannung (je nach Art des Lautverstärkers) zur Speisung des Anodenstroms der Empfangsaudione und der Verstärkerröhre mitgeführt, desgleichen ein 6 Volt-Sammler (Blei-Akkumulator) zur Heizung der Glühkathoden sämtlicher Röhren.

V. Sende-Empfangsgerät für gedämpfte Wellen.

Im Laufe der vier Kriegsjahre wurden für bestimmte militärische und wirtschaftliche Zwecke für die verschiedensten Flugzeugtypen F.-T.-Bordgeräte entwickelt. Das Verdienst, in kurzer Zeit die Flieger-Funkentelegraphie auf den heutigen hohen Stand der Technik gebracht zu haben, derart, daß kein Flugzeug mehr die Werft verläßt, ohne mit F.-T. ausgerüstet zu sein, gebührt in erster Linie der Telefunken-Gesellschaft. Es würde über den Zweck und den Rahmen dieser Abhandlung hinausgehen, auf die verschiedensten Typen näher einzugehen. Es wird nur ein Überblick über die Leistung im allgemeinen gegeben werden.

Einsitzer-Empfänger für Kampf-Einsitzer und Sport-Flugzeuge.

Reichweite gegen normale Flieger-Hafenstation 125—150 km, Wellenbereich beliebig zwischen 100—450 m, Gewicht der Gesamtanlage etwa 12 kg.

Sender-Empfänger: Reichweite gegen normale Hafenstation 125—150 km, Wellenbereich beliebig zwischen 150 und 400 m. Gesamtgewicht einschließlich Wechselstrommaschine ca. 25 kg.

Doppelsitzer (C.-Flugzeuge) Sender. Reichweite gegen normale Hafenstation 280 km. Feste Welle 150, 200 und 250 m. Gewicht des Senders 5 kg.

Sender-Empfänger wird unten ausführlicher beschrieben.

Digitized by Google

Groß-Flugzeuge.

Sender-Empfänger: Wellenbereich auf Sender-Seite 300, 400, 500 und 1200 m. Auf Empfangsseite 250—1200 m fortlaufend. Gewicht 13 kg. Reichweite gegen normale Flieger-Hafenstation ca. 500 km. Drei Tonstufen 1200, 600 und 300.

Riesen-Flugzeuge.

Sender-Empfänger. Wellenbereich auf Senderseite 500, 1200, 1300, 1400, 1500 und 1600 m. Empfangsseite 300—2000 m fortlaufend. Gewicht 13 kg. Reichweite gegen normale Riesen-Flugzeughafen-Station 750 km.

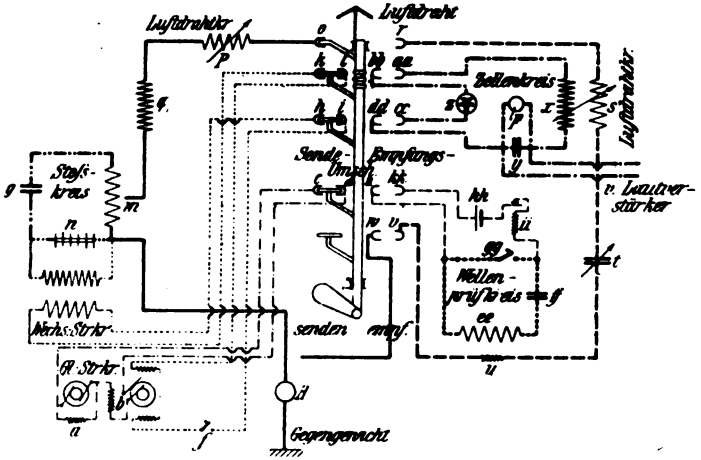


Fig. 28.

In folgendem wird der, in der größeren Zahl allgemein eingeführte Sender-Empfänger für C.-Flugzeuge, Type I. D. Flieg. D., gemeinsam von der F.-T.-Versuchs-Abt. mit Firma Telefunken und Dr. E. Huth herausgebracht, kurz beschrieben werden.

Der D.-Sender-Empfänger vereinigt Sende-Einrichtung, Empfangseinrichtung und Luftdrahtumschalter in einem Kasten. Er arbeitet mit vier verschiedenen Energiestufen bei drei verschiedenen Tönen, Ton 1200, 600, 300 Schwingungen in der Sekunde. Mit zwei verschiedenen Luftdrahtlängen besitzt er einen ausgedehnten Wellenbereich u. zwar mit 35 m-Antenne:

Als Sender die Wellen 150, 200, 250, 300 und 350 m.

Digitized by Google

Als Empfänger fortlaufend die Wellen von 140 – 450 m.

Mit einer Antenne von 65 m:

Als Sender die Wellen 300, 350, 400, 450 und 500 m.

Als Empfänger fortlaufend die Wellen von 160—530 m.

Als Stromquelle dient eine 500-periodige Wechselstrom-Dynamo von 250 Watt bei 4500 Umdrehungen. Zum Empfang arbeitet das Gerät mit einem 3-Röhrenlautverstärker zusammen, dessen Gewicht 9,5 kg beträgt. Figur 23 stellt die schematische Schaltung, Figur 24 die wirkliche Schaltung des D.-Senders dar. Figur 27 gibt eine Vorderansicht mit aufgesetzter Deckplatte. Figur 28 eine Vorderansicht ohne

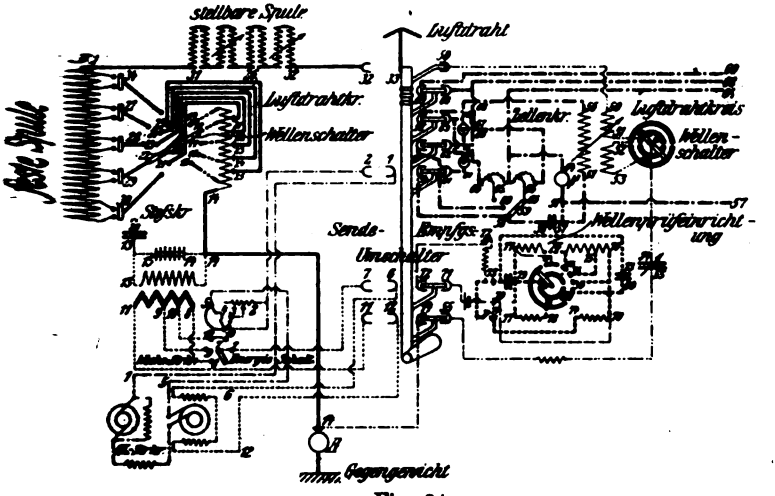


Fig. 24.

Deckplatte des Gerätes. Die Stoßkreisselbstinduktion ist je nach dem erforderlichen Sende-Wellenbereich mit dem Einsatzrahmen auswechselbar. Es gehören zum Sender also zwei Stoßkreisselbstinduktionen von verschiedener Größe. Sie sind hochkant gewickelt, flach, aus Kupfer hergestellt, Zylinderspulen von rechteckigem Querschnitt und besitzen fünf Anschlüsse. Über dem Stoßkreis liegen fünf Metallschienen mit Metallreitern, die beliebig eingesetzt werden können. Jede Schiene ist einer Sendewelle zugeordnet. Dadurch wird ermöglicht, daß für jede Sendewelle eine beliebige Zahl von Windungen der Stoßkreisspule in den Luftdrahtkreis eingeschaltet werden kann, und so die richtige Koppelung zwischen Stoßkreis und Luftdrahtkreis, je nach dem benutzten Flugtyp herzustellen ist. Besonders charakteristisch

Digitized by Google

ist noch die Möglichkeit, mit dem Energieschalter gleichzeitig Ton und Erregung, mit dem Wellenschalter gleichzeitig die richtige Koppelung einzuschalten. Zur Abstimmung liegt in der Antenne ein besonderes Antennenvariometer.

Die Eigenart des Flugzeuges und des Fluges an sich stellt an die konstruktive Ausführung der F.-T.-Bordstationen besondere Anforderungen. Das Arbeiten der starken Flugzeugmotoren ruft heftige Erschütterungen des Flugzeugrumpfes hervor. Es entstehen dadurch starke Vibriationen. Die Station muß daher gegen Stoß und fortgesetzte Erschütterung mechanisch unempfindlich sein. Infolgedessen müssen alle Anschlüsse durch Doppelmuttern gesichert und außerdem verlötet werden. Alle Leitungen sind festzulegen, besonders empfindliche Teile, wie Detektor und Verstärkerröhren, sind gefedert anzubringen.

Kontaktdetektoren aus Silizium und Pyrit sind für's Flugzeug unbrauchbar. In Frage kommen nur unverstellbare Karborund-Detektoren mit Hilfsspannung oder besser noch Audione.

Die großen Flughöhen wirken in zweierlei Richtung, einerseits durch Kälte (im Winter bis — 40° C) oder andererseits durch geringen Luftdruck.

Die Kälte beeinflußt die Kontakt-Detektoren stark, so daß sie unter Umständen versagen. Ferner müssen die Batterien durch besonderen Kälteschutzkasten vor dem Einfrieren geschützt werden.

Durch den geringen Luftdruck wird insonderheit die Funkenstrecke durch Veränderung der Einsatzspannung und Löschwirkung beeinflußt. Diese Erscheinung wurde während eines Fluges in 4500 m Höhe beobachtet und im Laboratorium eingehend untersucht. Aus Figur 25 ist die Abnahme des Antennenstromes bei Resonanz und Flughöhe bis 10 000 m bei einem D.-Sendergerät bei Welle 150, 200, und 300 m mit Energiestufe IV — 30 Watt Antennenenergie, ersichtlich. Bei 4000 m beginnt bereits die Löschfunkenstrecke völlig auszusetzen, und ist mit der am Boden verwendeten Erregung und Koppelung deshalb in großen Höhen nicht zu brauchen.

Figur 26 zeigt eine Resonanzkurve des D-Senders bei Luftdruck von 767, 457 und bei 278 mm.

Das ungedämpfte Röhren-Sendegerät, Type Telefunken US. E I zeigt nicht diese Beeinflussung durch die Höhe.

Digitized by Google

VI. Sende-Empfangsgerät für ungedämpfte Wellen.

Mit der Einführung der Röhrensender durch Telefunken im Frühjahr 1918 ist eine neue Epoche für die Flieger-Funkentelegraphie angebrochen. Der Röhrensender in Verbindung mit den Überlagerungsempfänger mit Rückkoppelung. bietet außer der bekannten besseren Energie-Ausnutzung weit größere Betriebssicherheit für Flugzeuge als das Löschfunkensystem. Bei gleicher Leistung ließ sich Gewicht und Umfang des Bordgerätes auf etwa die Hälfte reduzieren. Von festen Wellen wurde für Sende- und Empfangsseite auf kontinuierlichen Wellenbereich übergegangen. Mit 10 m Wellendifferenz wird völlige

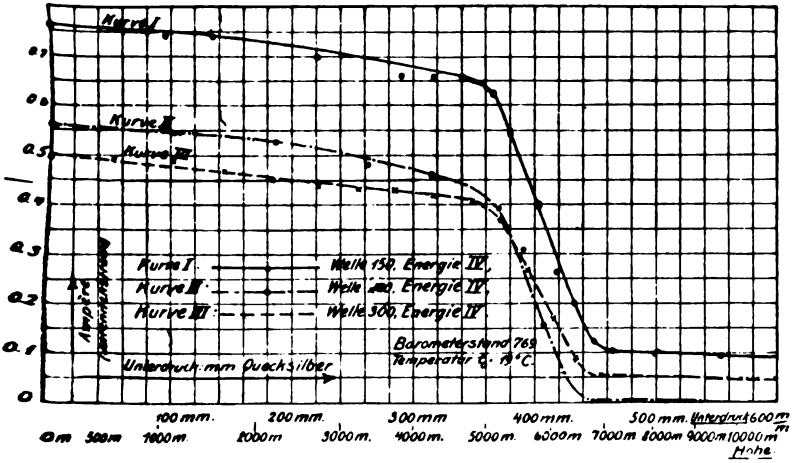


Fig. 25.

Störbefreiung erreicht. Die vorzügliche Energieausnutzung gestattet das Arbeiten mit den bereits früher erwähnten festen Flugzeugantennen.

Lichtbogenstationen und Hochfrequenzmaschinenstationen kommen nach dem augenblicklichen Stand der Technik wegen ihrer großen Empfindlichkeit und umfangreichen Anlage, sowie ungeeigneten Wellenbereiches für die Fliegerei nicht in Frage. Das Röhrensendegerät dürfte seiner oben genannten Vorteile wegen in Zukunft allein noch für Bordzwecke in Betracht kommen. In folgendem wird eine kurze Beschreibung des allgemein für C.- und Groß-Flugzeuge eingeführten ungedämpften Sende-Empfangsgerätes Type Telefunken U. S. E. I gegeben.

Das US. E I-Gerät ist ein Zwischenkreis-Sender-Empfänger mit organisch eingebautem Niederfrequenz-Empfangsverstärker (s. Fig. 29—31).

Digitized by Google

Er dient zum Aussenden ungedämpfter und zum Empfang ungedämpfter sowie gedämpfter Wellen. Die drei Teile — Sender, Empfänger und Verstärker — sind in einem Kasten von den Abmessungen 330, 175 und 320 mm untergebracht. Das Gesamtgewicht beträgt 10,9 kg. Zur Abschwächung der Erschütterungen ist der Kasten mit einer federnden Aufhängevorrichtung im Schwerpunkt versehen. Der stetig veränderliche Wellenbereich läuft von 300 bis 750 m und jede Welle kann nach einer Eichkurve eingestellt werden. Um das Auffinden der Sendewelle seitens der Bodenstation zu erleichtern, ist eine Anrufvorrichtung *A. n.* vorgesehen, die ermöglicht, durch Drehen

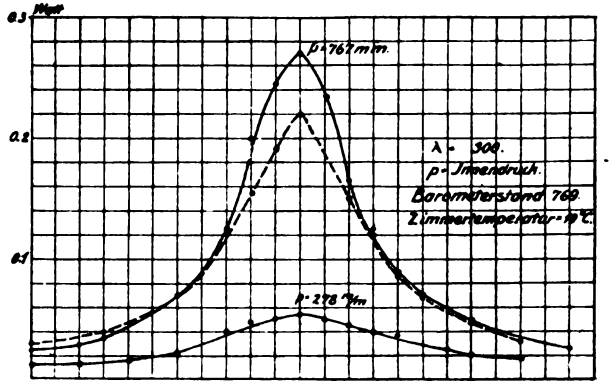


Fig. 26.

eines Zusatzkondensators die ausgesandte Welle innerhalb ± 3 % der Wellenlänge zu verändern. Für die Bedienung sind zwei Arten von Griffen zu unterscheiden: a) die außerhalb der aufgeschraubten Deckplatte während des Fluges zu bedienenden Griffe:

V. = Sendeeinstellung,
V. S. = Empfangseinstellung.
A. n. = Anrufvorrichtung,
S. E. = Sende-Empfangsumschalter,
F. = Telephonbüchsen.

Die vor dem Flug zu bedienenden Griffe sind hinter einer abschraubbaren Deckplatte untergebracht und zwar:

C. S. = Einstellung der Sendewelle,
E. = Einstellung der Empfangswelle.

Digitized by Google

Die Schrauben *K. S.*, *R. K. E.* und *K. E.* gestatten die Einstellung verschiedener Koppelungsgrade. Im unteren Teil sind die Lautverstärkerlampen 1—4, Detektor und Überlagerröhre, sowie Transformatoren und Eisenwiderstände untergebracht. Das Kabel *B. H.* dient zum Anschluß an die Verstärkerbatterie, das Kabel *B. A.* zum Anschluß an die Hochspannungsmaschine. Die grundsätzliche Schaltung des Senderteils gibt

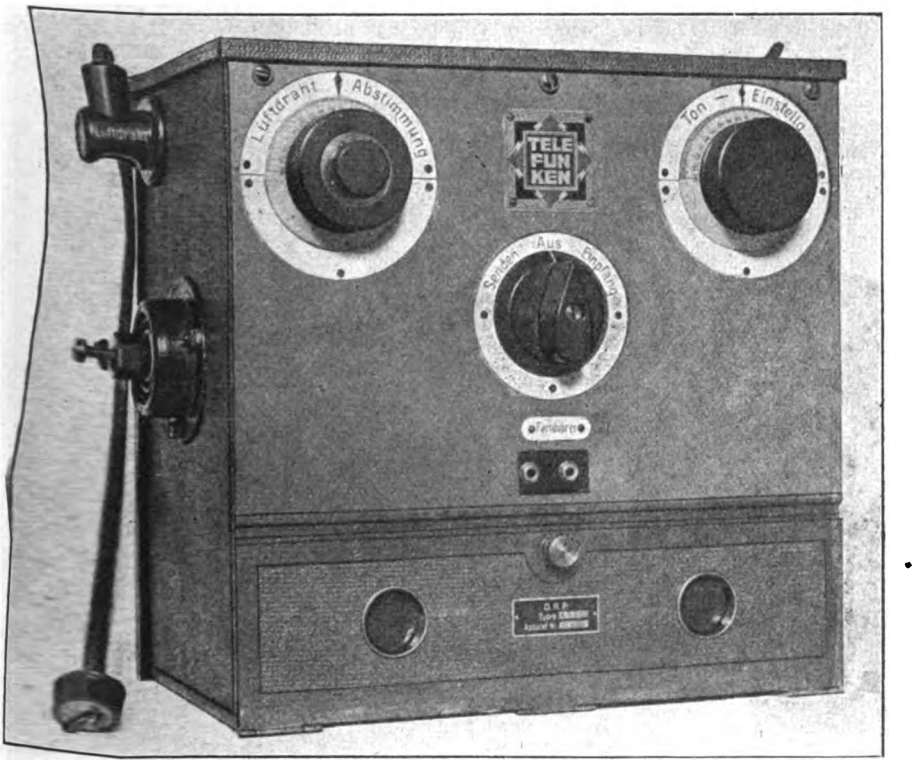


Fig. 27.

Figur 29, des Empfangsteils Figur 30, des Verstärkerteils Figur 31 wieder. Der Sender arbeitet mit der Telefunken-Spannungsteiler-Schaltung. Die Antenne ist lose gekoppelt, in ihr liegt ein Antennenvariometer.

Im Lautverstärker sind die beiden letzten Röhren parallel ge-

Digitized by Google

schaltet, um die große Endlautstärke zu erhalten, er ist deshalb ein Dreifachlautverstärker mit vier Röhren.

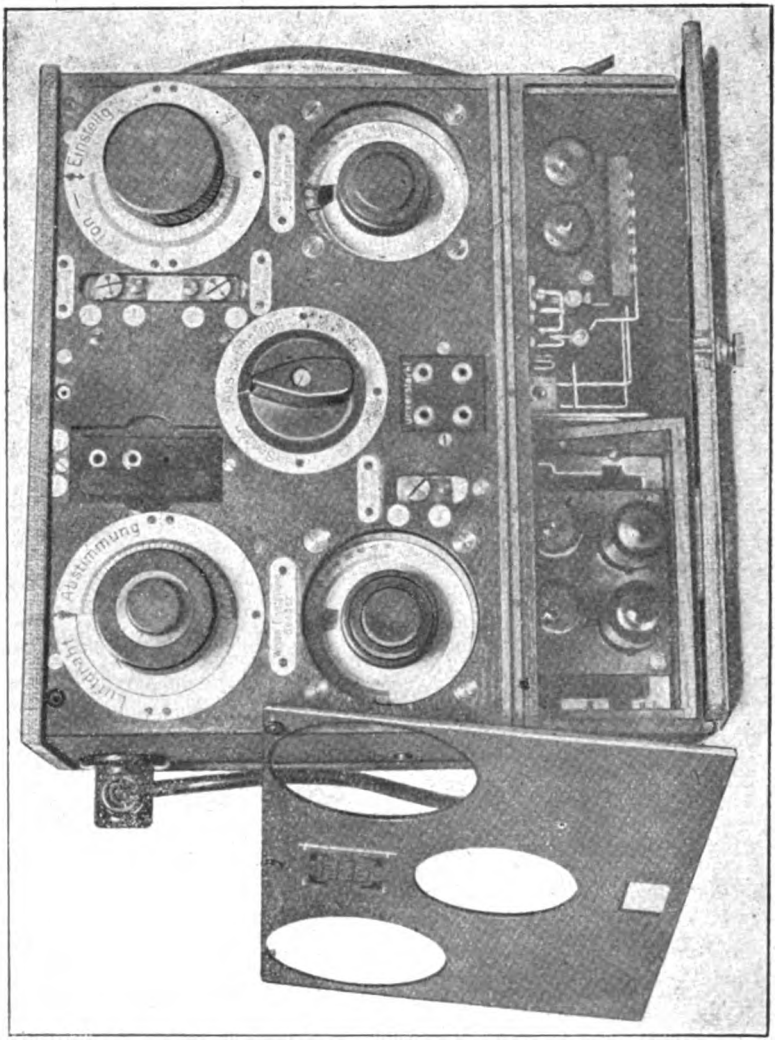


Fig. 28.

Die Sende-Empfangsreichweite des Gerätes gegen eine normale Fliegerhafenstation beträgt bei 35 m herabhängender Antenne 250 km, bei

Digitized by Google

fest in die Tragdecks eingebauter Antenne etwa 50 km. Um bei Notlandungen mit dem Flughafen in Verbindung treten zu können, kann sowohl mit ausgezogener loser, als auch mit fester Antenne im

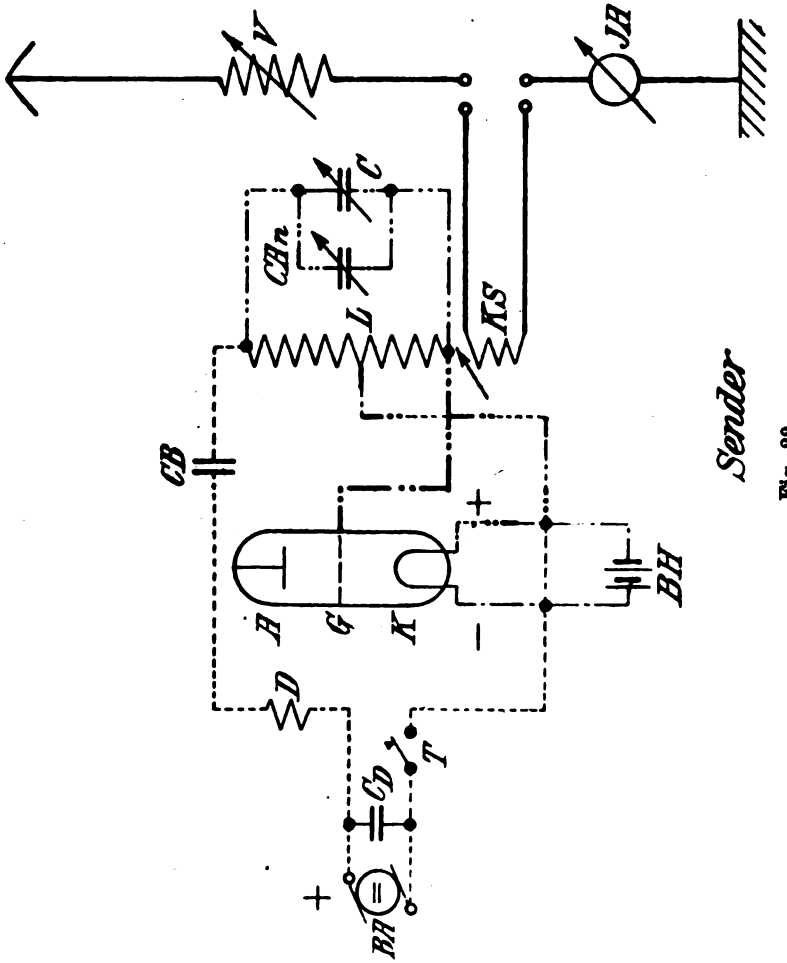


Fig. 29.

Durchschnitt auf 50 km Reichweite gerechnet werden. Als Stromquelle muß in diesem Falle für den Sender eine besondere 400 Volt-Hochspannungsbatterie mit an Bord geführt werden.

Vor allem ist es notwendig, daß die verwendeten Niederfrequenzverstärker bei möglichst tiefer Reizschwelle eine große Endlautstärke

Digitized by Google

hergeben. Alle mechanischen Verstärker, wie z. B. von Dr. Stille, Siemens, Telegraphon und andere haben den Nachteil, daß sie mechanisch um so empfindlicher werden, je tiefer die Reizschwelle liegt.

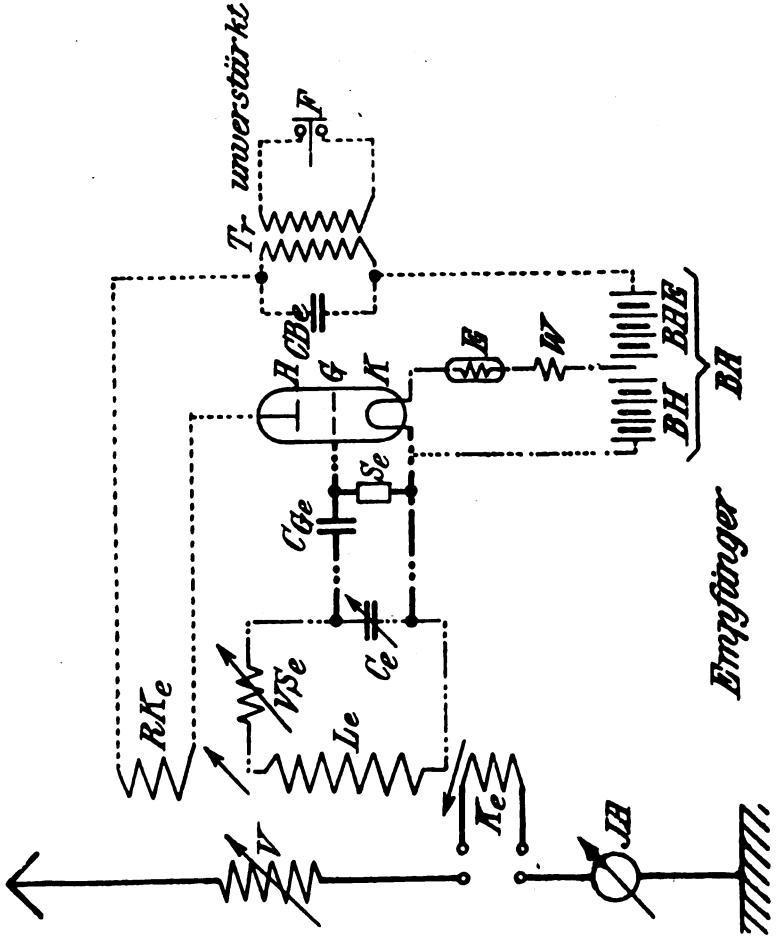


Fig. 80.

Sie können deshalb vorläufig für Primär-Relais keine Verwendung finden, wohl aber als Nachschaltrelais hinter Niederfrequenzverstärkern erheblich die Endlautstärke vergrößern.

Im gleichen Sinne lassen sich auch Hochspannungs-Röhren-Verstärker hinter dem normalen Niederfrequenz-Dreifachverstärker ver-

Digitized by Google

wenden. Beispielsweise kann die Senderöhre mit 600 Volt Anodenspannung belastet, beim Umschalten auf Empfang als Hochspannungsverstärker hinter den Niederfrequenzverstärker geschaltet werden.

VII. F.-T.-Peilung von Flugzeugen.

1. Kreuzpeilung.

Die Kreuzpeilung besteht darin, daß das anzuschneidende, „anzupeilende" Flugzeug gleichzeitig von zwei Peilstationen, deren Entfernung möglichst über 40 km beträgt, angeschnitten wird. Die Ent-

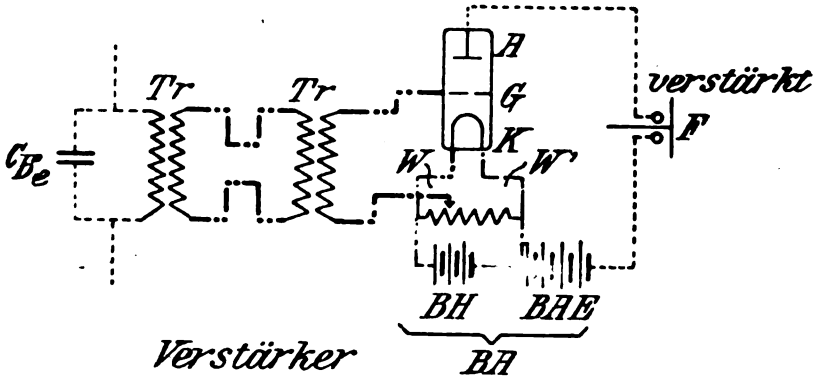


Fig. 31.

fernung der beiden Peilstationen bildet die Peilbasis, die beiden Anschnittswinkel bilden die beiden Basiswinkel. Aus diesen drei Größen wird die Spitze des Dreiecks, die Lage des Flugzeuges, bestimmt.

Infolge der Sendecharakteristik der herabhängenden Flugzeugantennen treten beim Anpeilen des Flugzeuges erhebliche Mißweisungen auf. Eingehende Untersuchungen haben gezeigt, daß die Mißweisungen gleichzeitig mit der Flughöhe zunehmen, mit der Entfernung jedoch abnehmen und bei großen Entfernungen ganz verschwinden, ferner um so geringer werden, je kleiner die Wellenlänge ist. Um die Mißweisungen möglichst herabzudrücken, ist daher für die Praxis folgendes zu beachten:

a) Verwendung möglichst fester Antennen ohne Richtwirkung.

b) Das Flugzeug soll im Augenblick der Peilung möglichst auf die Station zu oder von ihr wegfliegen.

c) Der Erhöhungswinkel zur Peilstation soll gering, d. h. die Flughöhe niedrig sein.

Digitized by Google

d) Das Flugzeug soll mit möglichst kleiner Wellenlänge senden.

e) Die Peilstation soll nicht mit offenen Antennen, sondern möglichst mit geschlossenen Schleifen arbeiten.

f) Wird mit offener Antenne (Antennenrose) angepeilt, so soll ein Antennenzweig in Richtung des anzupeilenden Flugzeuges liegen.

Eine ungefähre Berechnung des Peilfehlers für die Flugzeugbesatzung ermöglicht sich praktisch nach folgendem Beispiel:

Ein Flugzeug läßt sich von zwei Goniometerstationen die Peilung geben und will einen Überschlag über die Genauigkeit der Ortsangabe

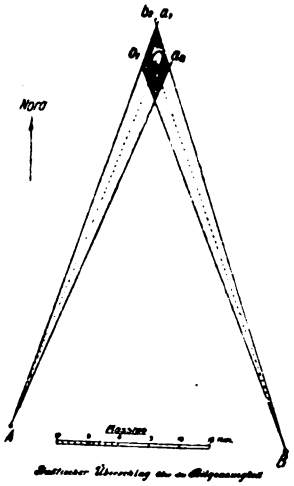


Fig. 32.

beginnen. In Figur 32 sind im Maßstab 1 : 30 000 die Peilstationen A und B und die gepeilte Lage C des Flugzeuges angegeben. Der Beobachter im Flugzeug verbindet C mit A und trägt in C senkrecht zu dieser Verbindungslinie nach beiden Seiten seine Flughöhe im Maßstabe der Karte auf. In Figur 32 ist die Flughöhe zu 2100 m angegeben. Die beiden so gewonnenen Punkte verbindet er durch die Strahlen a_1 und a_2 mit A. Dasselbe Verfahren wiederholt er für Station B und gewinnt so b_1 und b_2; das durch a_1, a_2, b_1 und b_2 bestimmte schraffierte Viereck gibt dem Beobachter die Größe der möglichen Peilfehler im ungünstigsten Falle in den verschiedenen Richtungen um C herum an. Er kann also praktisch erwarten, sich innerhalb des Vierecks zu befinden. Damit ist vorausgesetzt, daß die an der Fortpflanzung der Wellen beteiligten Medien, Luft und Erde,

Digitized by Google

nicht durch abnorme Verhältnisse (Beugung an Wolken usw.) die Gesetzmäßigkeit stören.

Auch Richtsende-Anlagen, wie sie z. B. für Luftschiffe verwendet wurden (Tondern), haben für Flugzeuge wegen zu großer Ungenauigkeit praktisch nur geringe Bedeutung.

2. Flugzeugrichtfindungsgerät.

Die Kreuzpeilung läßt sich infolge ihrer Eigenart nur bei einzelnen Flugzeugen durchführen und besitzt deshalb für die künftige Luftfahrt nur geringe praktische Bedeutung. Da jedoch die Funkentelegraphie für das Flugzeug das einzige Mittel bei fehlender Bodensicht zur Orientierung ist, drängt alles darauf hinaus, ein Selbstpeilen des Flugzeuges nach Bodenstationen zu ermöglichen. Dieses wird neuerdings im sogenannten „Flugzeugrichtfinder-Gerät" der Telefunken-Gesellschaft erreicht. Der Flugzeugrichtfinder arbeitet im Prinzip mit einer im Flugzeugrumpf um 360° drehbar angeordneten Drahtschleife in Verbindung mit Hochfrequenz- und Niederfrequenzverstärker. Hiermit wird die F.-T. zum eigentlichen Orientierungssinn des Fliegers. Es wird dadurch dem künftigen Luftverkehr ermöglicht, bei Nacht und Nebel und Wolkenflügen sicher den Flughafen zu erreichen.

VIII. Flieger-Hafenstationen.

Als Fliegerhafenstationen können im allgemeinen alle festen und fahrbaren Stationen Verwendung finden, die auf der Senderseite über die im Verkehr mit Flugzeugen notwendigen kleinen Wellen von 150 m an aufwärts, sowie über genügend Sendeenergie und Betriebssicherheit verfügen. Da der Strahlungseffekt stets eine Funktion der Wellenlänge ist und im Flugzeug aus flugtechnischen Gründen nur kurze oder feste Antennen geführt werden können, kommen für die Fliegerei nur kleine Wellen in Frage. Da jedoch zum Flugzeug Entfernungen von weit über 100 km überbrückt werden müssen und die Ausnutzung der Empfangsenergie an Bord eine sehr geringe ist, sind immerhin starke Sendeenergien für die Hafenstationen erforderlich. Da schließlich die F.-T. im Flugbetrieb einen erheblichen Sicherheitsfaktor darstellt, muß die Hafenstation äußerst betriebssicher arbeiten und Sicherheit über einen erheblichen, mindestens 25 proz. Energieüberschuß verfügen.

Da die für den bisherigen Land- und Schiffs-F.-T.-Betrieb gebauten Stationen obige Forderung nicht immer erfüllen, sind entsprechende besondere Spezial-Fliegerhafenstationen als Tonfunken- und Röhrensenderstationen konstruiert worden.

Digitized by Google

IX. Bedeutung der F.-T. für den künftigen Luftverkehr.

Während des Krieges wurde die F.-T. die Kommandosprache des Flugzeuges. Sie war das Mittel, mit dem der Pilot seine Beobachtungen sofort in Waffenwirkung bei der fechtenden Truppe umsetzte. Für die künftige Luftfahrt im Dienste einer geregelten Personen-Luftpost und Luft-Gepäckbeförderung besitzt die F.-T. eine nicht minder große Bedeutung. Die F.-T. ist für den künftigen Luftverkehr unentbehrlich.

Ein geregelter Flugdienst erfordert:

a) Orientierung mittels F.-T.

b) Einen stündlichen Wettermeldedienst von Flughafen zu Flughafen.

c) Einen Startmeldedienst.

d) Die Möglichkeit einer Meldung von Notlandungen eines havarierten Flugzeuges.

e) Einen Telegrammverkehr vom Flugzeug zum Hafen.

f) Einen Signalmeldedienst und Telegrammverkehr von Flugzeug zu Flugzeug.

Die F.-T. ist augenblicklich das einzige technische Mittel, obige Forderungen zu erfüllen. Mit der Einführung des Flugzeugrichtfinders wird die Durchführung des Flugbetriebes auch bei unsichtigem Wetter möglich und damit die F.-T. zu einem bedeutenden Sicherheitsfaktor der gesamten Luftfahrt. Beim Eintritt des Waffenstillstandes und dem Beginn der Überführung der Kriegs- in eine Friedensfliegerei für wirtschaftliche und postalische Zwecke hat in Deutschland das Reichs-Luftamt gemeinsam mit der Reichspost, und dem dieser angegliederten Reichs-F.-T.-Betriebs-Amt Schritte unternommen, daß der F.-T.-Betrieb bei den deutschen Luftreederei-Gesellschaften aufgenommen werden kann. So sind Funkentelegraphie und Luftfahrt, die als gemeinsames Arbeitsfeld den weiten Ozean des Luftmeeres haben, auch künftig unzertrennlich miteinander verbunden.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

(Schluß.)

Eine Rostfunkenstrecke betrifft das D. R. P. 307 546 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin, die dadurch gekennzeichnet ist, daß die sämtlichen Stäbe einer Serienfunkenstrecke

Digitized by Google

durch eine gemeinsame Preßvorrichtung unter Zwischenfügung von Isolierstücken zusammengehalten werden, wobei die Isolationszwischenlagen entweder in der Mitte oder an den äußeren Enden der Elektroden angeordnet sind. Als Elektroden sollen röhrenförmige Körper verwendet werden.

Bei dem in Fig. 15 und 16 dargestellten Ausführungsbeispiel sind 1 die Roststäbe der Serienfunkenstrecke, die so ausgebildet sind, daß die Funkenübergangsstellen an den äußeren Enden der Stäbe sich befinden. Die Stäbe ruhen auf zwei in dem Gestell 2 angeordneten

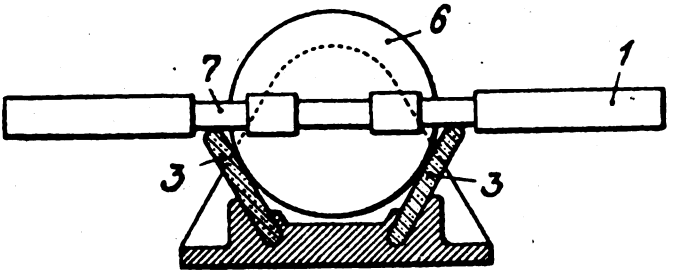


Fig. 15.

Leisten 3 aus Isoliermaterial, derart, daß sie durch eine gemeinschaftliche Preßvorrichtung 4 zwischen den beiden Isolierklötzen 5 zusammengepreßt werden können. Die zwei benachbarten Stäbe sind durch eine Scheibe 6 aus Glimmer oder anderem Isoliermaterial voneinander getrennt. An den Auflagestellen sind die Stäbe mit Einschnürungen 7 versehen, derart, daß die Ränder der Trennscheiben 6 in die durch diese Einschnürungen gebildeten erweiterten Zwischenräume hineinragen.

Auf dem Ausführungsbeispiel gemäß Fig. 17 und 18 sind die Stäbe 1 so geformt, daß sie in der Mitte die Funkenübergangsstellen bilden, während sie mit ihren Enden auf den isolierenden Leisten 3 ruhen. Die Einschnürungen 7 befinden sich hier entsprechend an beiden Enden der Stäbe und die Trennscheiben 6 sind hier dementsprechend doppelt angeordnet. Auch bei dieser Ausführungsform werden die sämtlichen Funkenstreckenelemente durch die gemeinsame Preßvorrichtung 4 im Rahmen 2 zwischen den ebenfalls doppelt ausgeführten Isolationsklötzen 5 zusammengedrückt.

Eine besonders vorteilhafte Ausführung der Rostfunkenstrecke besteht darin, daß die Stäbe durch ein Preßverfahren hergestellt werden, wobei es am allervorteilhaftesten ist, die Stäbe aus Rohrmaterial an-

Digitized by Google

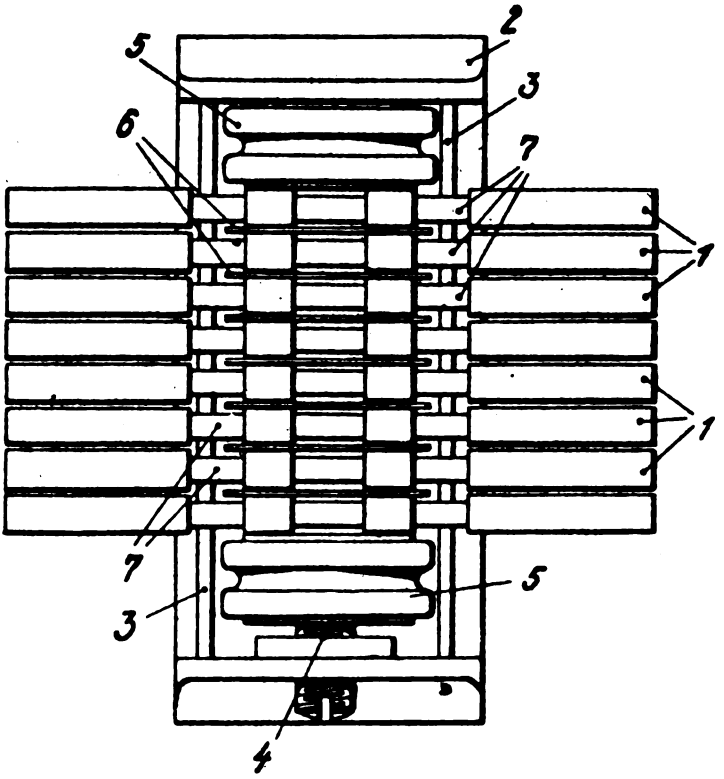


Fig. 16.

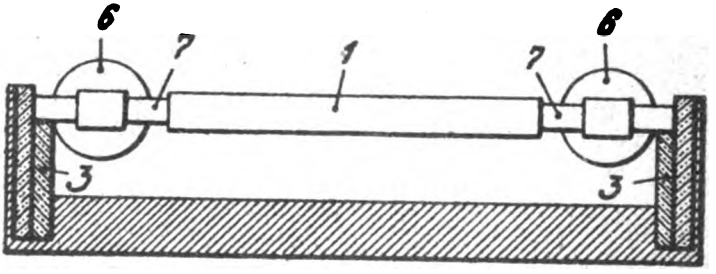


Fig. 17.

zufertigen, welches ebenfalls durch Pressung die beabsichtigte Form erhält.

Einen Zusatz zu diesem Patent bildet das D. R. P. 309641. Setzt

Digitized by Google

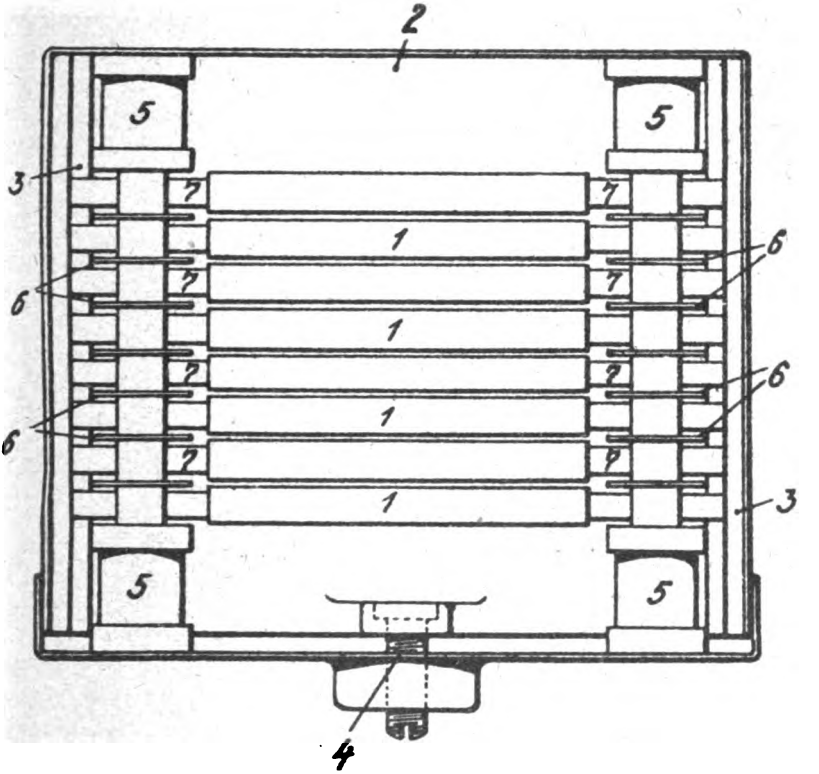


Fig. 18.

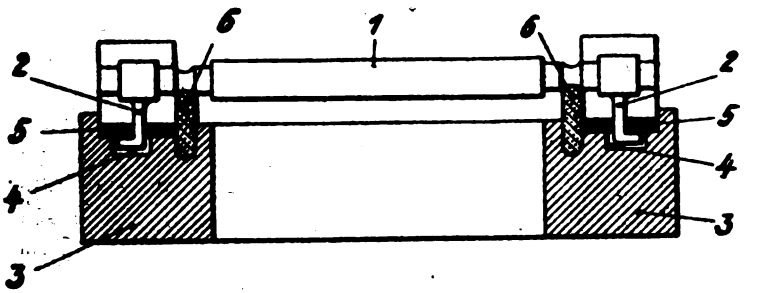


Fig. 19.

man eine Funkenstrecke nach dem Hauptpatent 307546 aus einer größeren Anzahl von Elektroden zusammen, so kann der Übelstand eintreten, daß infolge der Pressung auf die mit verhältnismäßig kleinen

Digitized by Google

Flächen aneinander liegenden Elektroden die mittleren Elektroden sich von den isolierenden Leisten in einer schwachen Wölbung abheben. Dadurch kann unter Umständen eine Ungleichheit der Abstände der wirksamen Flächen und auch ein Auseinanderfallen der Elektroden verursacht werden.

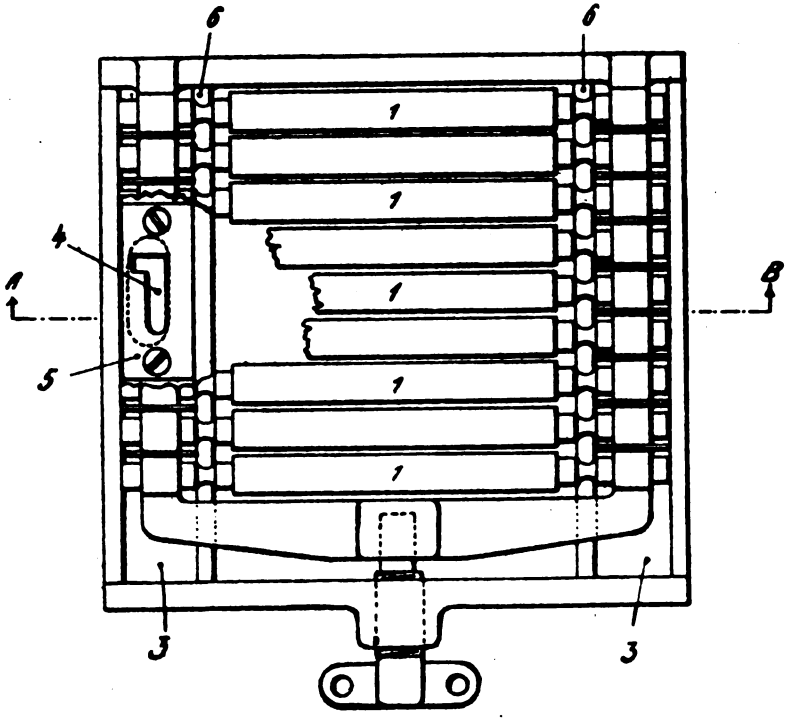


Fig. 20.

Durch das Zusatzpatent 309641 wird dieser Übelstand beseitigt. Die Erfindung ist in der beiliegenden Zeichnung in einer beispielsweisen Ausführungsform dargestellt, und zwar zeigt Fig. 19 einen Schnitt, und Fig. 20 eine Draufsicht mit teilweisem Schnitt einer an den äußeren Enden der Elektroden gespannten Funkenstrecke.

Um ein Sichwölben der inneren Elektroden infolge des seitlichen Druckes mittels der gemeinsamen Spannvorrichtung zu vermeiden, ist die mittelste Elektrode 1 an ihren Enden mit einer Nase 2 versehen. Die Isolationsklötze 3 besitzen eine Aussparung 4, welche mit einer

Digitized by Google

entsprechend geschlitzten Deckplatte 5 abgedeckt ist. Beim Aneinanderreihen der Elektroden werden die Nasen der mittleren Elektrode 1 durch die Schlitze unter die Deckplatte geschoben und nunmehr kann diese Elektrode sich nicht mehr von den isolierenden Leisten 6 abheben und dient als fester Stützpunkt für die benachbarten Elektroden.

Werden in einem Rahmen eine sehr große Anzahl von Stabelektroden zu einer Funkenstrecke vereinigt, so kann man vorteilhaft zwei oder mehrere solcher gegen das Abheben gesicherter Elektroden anordnen.

Eine Elektrode für Serienfunkenstrecken zur Erzeugung von Funken nach dem Wienschen Verfahren betrifft das D. R. P. 310251 derselben Gesellschaft; der Zweck dieser Konstruktion ist es, über die bisherigen Dimensionen derartiger Elektroden erheblich hinausgehen zu können, ohne daß ein Verziehen der Elektroden eintritt.

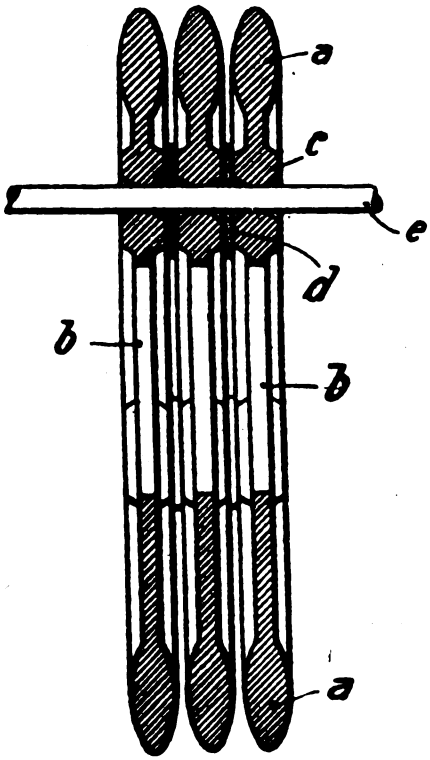


Fig. 21.

Fig. 21 zeigt einen Schnitt durch die Elektroden. Diese sind im wesentlichen durchaus symmetrisch geformt und die für den Funkenübergang wirksame Elektrodenfläche *a* ist an ihrem äußeren Rande angeordnet, während sie inwendig zu einer Kühlrippe *b* ausgebildet ist. Die Zusammensetzung einer Funkenstrecke aus solchen Elektroden wird dadurch ermöglicht, daß jede Elektrode nach beiden Seiten symmetrisch drei oder mehr Augen *c* hat, welche durch zwischengelegte Glimmerscheiben *d* die Einstellung auf richtigen Abstand ermöglichen. Diese Augen sind dicht an der wirksamen Elektrodenfläche, also dicht am Rande, angeordnet, und gestatten eine durch Erwärmung erfolgende Ausdehnung der Elektrode in ihrer Ebene, so daß hierbei kein Werfen eintritt. Der genaue Zusammenbau der Funkenstrecke erfolgt mit

Digitized by Google

Hilfe der Stäbe *e*. Die inwendig angeordnete Kühlrippe bewirkt eine intensive Kühlung der Elektrode, sowohl, wenn hierfür durch das Innere Luft geblasen wird als auch schon durch die natürliche Ventilation.

Dieselbe Firma hat sich durch D. R. P. 310226 eine Serienlöschfunkenstrecke schützen lassen, die eine Verbesserung und weitere Ausbildung der Funkenstrecke nach dem Hauptpatent 247718 betrifft, vgl. hierzu Jahrb. 6, 214. Gemäß dem Hauptpatent wird die Kühlung der Funkenstrecke dadurch bewirkt, daß die Elektrodenflächen derart vergrößert werden, daß sie als ringförmige Rippen über die wirksamen Flächen hinausragen, und so die ganze Serienfunkenstrecke durch die am Rande der Elektrodenfläche vorbeistreichende Luft gut gekühlt wird. Die Anordnung nach dem Zusatzpatent 310226 bietet gegenüber dem in dem Hauptpatent dargestellten Ausführungsbeispiel, insbesondere hinsichtlich ihrer konstruktiven Gestaltung, ihrer Wärmeleitfähigkeit und ihrer Kühlwirkung besondere Vorteile. Die Funkenstrecke besteht im wesentlichen einerseits aus Platten, welche wulstförmige, am Rande der Elektroden angeordnete wirksame Flächen tragen, und andererseits aus planparallelen Plattenelektroden, deren Durchmesser größer als der der gegenüberstehenden wulstförmigen Elektrode ist. Die Elektrodenplatten werden mittels zentraler oder mittels exzentrisch angeordneter Distanzierungsstücke aus Isoliermaterial auf den richtigen Abstand gebracht und in bekannter Weise durch einen äußeren Preßrahmen zusammengehalten. Gegenüber den bisher bekannten Plattenfunkenstrecken und gegenüber dem Ausführungsbeispiel des Hauptpatentes hat die planparallel ausgebildete Elektrode wegen des Fortfalls von Rillen, Augen o. dgl. den Vorteil der leichteren und exakteren Herstellung und gegenüber den bisherigen Wulstfunkenstrecken den Vorteil der besseren Kühlung. Die Kühlung kann auch durch Luftzuführung, und zwar durch Blasen von innen als auch von außen oder durch Kombination beider Arten verbessert werden. Ein weiterer Vorteil der Funkenstrecke besteht darin, daß das Zusammensetzen der Funkenstrecke erleichtert wird, weil die Platten durch äußere Führungsstäbe o. dgl. beim Zusammensetzen zentriert werden können. Die Funkenstrecke gestattet sowohl größere als auch kleinere Energien umzusetzen. Für kleinere Energien genügt es vielfach, einzelne der als Kühlelektroden wirkenden Platten herauszunehmen, so daß für die Entladung nur die einander gegenüberstehenden Wülste in Betracht kommen. In Fig. 22 ist ein Ausführungsbeispiel einer Funkenstrecke nach vorstehend gekennzeichnetem Erfindungsgedanken dargestellt. Es bedeutet hierbei *a* die Elektrodenplatte mit wirksamer wulstförmiger Elektroden-

Digitized by Google

fläche am Rande, *b* die planparallele Plattenelektrode, *c* den bei dem dargestellten Ausführungsbeispiel gewählten zentralen Distanzierungsring. Bei exzentrischer Distanzierung werden mehrere kleine Distanzierungsstücke verwendet, welche in der Nähe der wirksamen wulstförmigen Elektrodenfläche innerhalb derselben angeordnet sind.

Ebenfalls eine Serienfunkenstrecke zur Erzeugung von Schwingungen nach dem Wienschen Verfahren, betrifft das D. R. P. 310409 derselben Gesellschaft, das eine Verbesserung der Serienfunkenstrecke nach dem

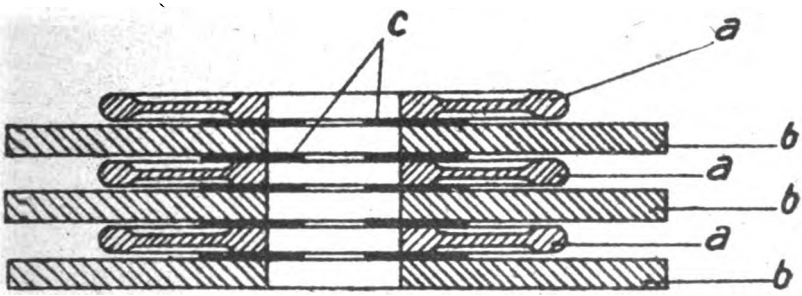


Fig. 22.

Hauptpatent 237729 (siehe Jahrb. 5, 246) bildet. Gemäß diesem sind die plattenförmigen Elektroden durch zwischen den Elektrodenpaaren angeordnete Körper gekühlt. Es hat sich nun gezeigt, daß unter Umständen die zwischengelegten Kühlkörper nicht genügend gut die Wärme ableiten können, da nur ein verhältnismäßig kleiner Teil ihrer Fläche mit der atmosphärischen Luft direkt in Verbindung steht. Bekanntlich werden, um Serienfunkenstrecken herzustellen, zweckmäßig eine Anzahl plattenförmiger Elektroden unter Zwischenlegung isolierender Ringe zu einer Säule aufgestapelt bzw. horizontal angeordnet. Bei einfachen Funkenstrecken, bestehend aus einem Elektrodenpaar mit dazwischengelegtem Isolierring, kann die durch das Übertreten der Funken auftretende Wärme von den Elektrodenplatten in genügendem Maße unmittelbar abströmen. Sobald aber eine größere Anzahl solcher Plattenpaare zu einer Serienfunkenstrecke zusammengebaut wird, können die inneren Platten die Wärme nicht mehr genügend abführen und erhitzen sich daher in unzulässigem Maße. Man hat versucht, diesen Übelstand dadurch zu beseitigen, daß man die Elektroden selbst mit Kühlrippen versah, welche mit den Elektroden metallisch verbunden waren. Bei dieser Ausführungsform erfolgte jedoch die Wärmeabführung

Digitized by Google

nicht unmittelbar von den Elektroden selbst, sondern nur von den Kühlrippen bzw. Kühlkörpern, wodurch die Kühlung ebenso nachteilig beeinflußt wurde, wie bei den zwischen die Elektroden gelegten Kühlkörpern des Hauptpatentes, bei denen die Elektroden nicht metallisch zu einem Ganzen vereinigt sind und daher die an der Berührungsstelle unvermeidlichen Luftschichten als Wärmeisolatoren wirken.

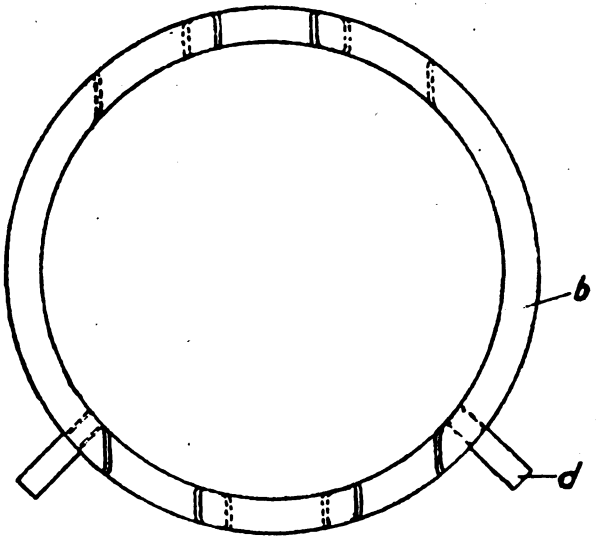


Fig. 23.

Durch das Zusatzpatent 310409 wird nun eine unmittelbare Kühlung der Elektroden einer Serienfunkenstrecke ermöglicht, und zwar dadurch, daß statt der Kühlkörper mit gegen die Elektroden abgeschlossenen Hohlräumen solche Kühlkörper verwendet werden, welche aus Ringen mit Öffnungen am Umfange bestehen, so daß zwischen den Elektroden ein Luftschacht entsteht, dessen Seitenwände durch die Elektroden selbst gebildet werden, während der Ring den Luftschacht distanziert.

In der Zeichnung ist der Gegenstand der Erfindung in einer beispielsweisen Ausführungsform dargestellt. Fig. 23 und 24 zeigen einen Distanzring zur Bildung des Luftschachtes in Seitenansicht und Draufsicht, während in Fig. 25 der Zusammenbau der Elektroden *a* mit den Distanzringen *b* schematisch dargestellt ist. In den Distanzringen sind gegeneinander versetzte seitliche Aussparungen *c* vorgesehen, und zwar

Digitized by Google

derart, daß die Aussparungen der oberen Ringhälfte denen der unteren Ringhälfte entgegengesetzt gerichtet sind. Diese Aussparungen bilden zusammen mit den Elektroden Öffnungen zum Ein- und Ausströmen der Kühlluft. Durch Vergrößern oder Verkleinern der Aussparungen

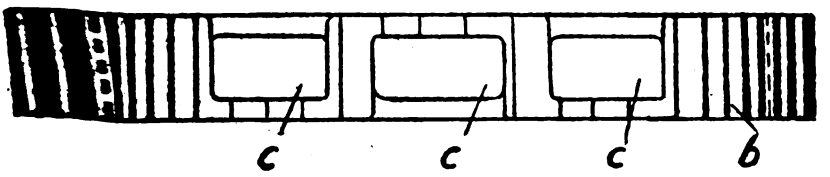


Fig. 24.

kann die Zuführung und der Durchgang der Kühlluft reguliert werden. Selbstverständlich kann man statt der seitlichen Aussparungen in den Ringen auch Bohrungen innerhalb der Ringwand anordnen. Die Zapfen *d*, welche auch mit dem Ring ein einheitliches Ganzes bilden können, dienen zur Lagerung auf einer isolierenden Unterlage.

Versuche haben ergeben, daß bei gleicher Belastung der Funkenstrecken die oben beschriebene Kühlvorrichtung doppelt so wirksam ist als die bisher üblichen.

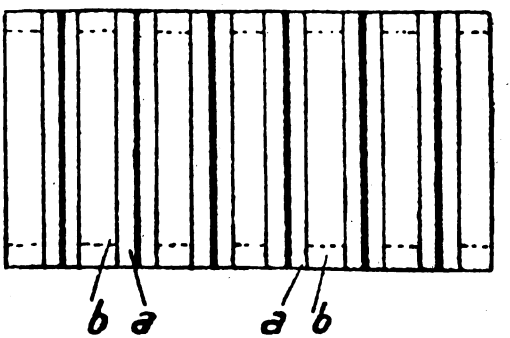


Fig 25.

Das D.R.P. 307507 der Reiniger, Gebbert & Schall, Akt.-Ges. in Berlin betrifft eine Entladungsstrecke zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen, bei der die Notwendigkeit, eine oder beide Elektroden zwecks Änderung ihres Abstandes verschrauben oder verdrehen zu müssen, vermieden ist. Zu diesem Zwecke werden gemäß D. R. P. 307507 die Elektroden durch Federwirkung auseinandergehalten und die Einstellung des Elektrodenabstandes erfolgt mittels einer auf die federnd angeordnete Elektrode, der Federwirkung entgegen, wirkende Druckvorrichtung.

Eine Ausführungsform dieser Entladungsstrecke ist in der Zeichnung in Fig. 26 schematisch dargestellt. Von den beiden Entladungs-

Digitized by Google

elektroden *a* und *b* ist hier nur die eine, *b*, federnd angeordnet. Sie wird von einer federnden Membran *c* getragen. Die Einstellung des Elektrodenabstandes erfolgt durch Verdrehen des in dem feststehend angeordneten Teile *d* verschraubbaren, auf den mit der Elektrode *b* federnden Kühlkörper *e* bei *f* drückenden Stiftes *g* an dem Handgriff *h*.

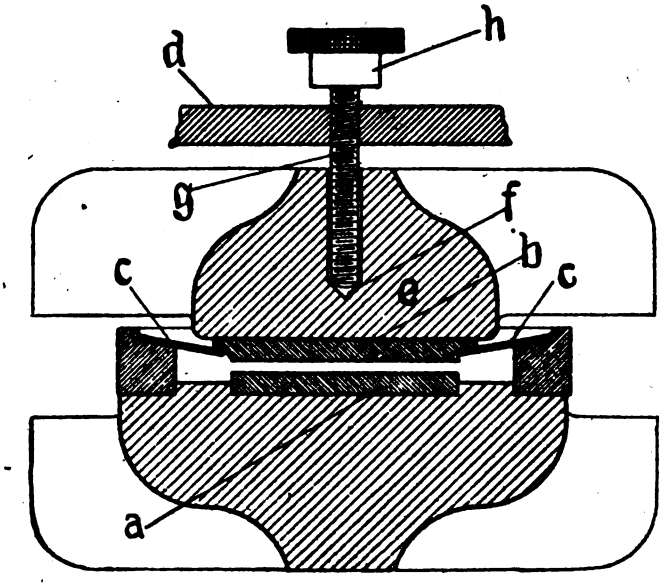


Fig. 26.

Anstatt mittels des verschraubbaren Stiftes *g* betätigt zu werden, kann die Druckvorrichtung auch in irgend welcher anderen Art ausgebildet sein. Beispielsweise kann die Einstellung, wie dies in Fig. 27 veranschaulicht ist, durch eine mittels des Handgriffes *k* zu verstellende, unrunde Scheibe *l* erfolgen, die je nach ihrer Stellung auf den mit der federnden Elektrode *b* verbundenen Teil *m*, der Wirkung der Feder *c* entgegen, druckt. In beiden Fällen befinden sich die der feinen Einstellung selbst dienenden Teile (Schraubengewinde von *d* in Fig. 26, unrunde Scheibe *l* nebst Lager *i* in Fig. 27) außerhalb des Wärmeweges von der Elektrode *b* zu ihrem Kühlkörper *e* und sind daher schädlicher, zu Deformationen führender Wärmezufuhr entrückt. Dies ist ein weiterer, durch die Erfindung ermöglichter Vorzug der neuen Entladungsstrecke. In der Ausführungsform Fig. 27 ist die einzustellende Elektrode *b* noch mitsamt dem Teile *m* in einer ihrerseits, bei *n*, in

Digitized by Google

der Richtung des Elektrodenabstandes verschraubbaren Hülse *o* gelagert, an welcher auch, was in der Zeichnung der Einfachheit halber nicht besonders dargestellt ist, das Lager *i* und die Skala *q* der unrunden Scheibe *l*, zweckmäßig um die Verschraubungsachse von *o* drehbar, befestigt sind. Die Elektrode besitzt so eine doppelte Einstellbarkeit. Bringt man mittels der einen Einstellvorrichtung, etwa, wie hier, durch Verschrauben der Hülse *o*, zweckmäßig vor dem Gebrauch der Einrichtung, die Elektroden *a* und *b* zur Berührung, so ist es ermöglicht, die andere Einstellvorrichtung so auszubilden, daß sie, hier mittels des mit der unrunden Scheibe *l* verbundenen Zeigers *p* und der feststehenden Skala *q*, den Elektrodenabstand von außen ersichtlich werden läßt. Man erhält so bei der Einstellung zugleich die wichtige Kenntnis der Größe des jeweils eingestellten Elektrodenabstandes.

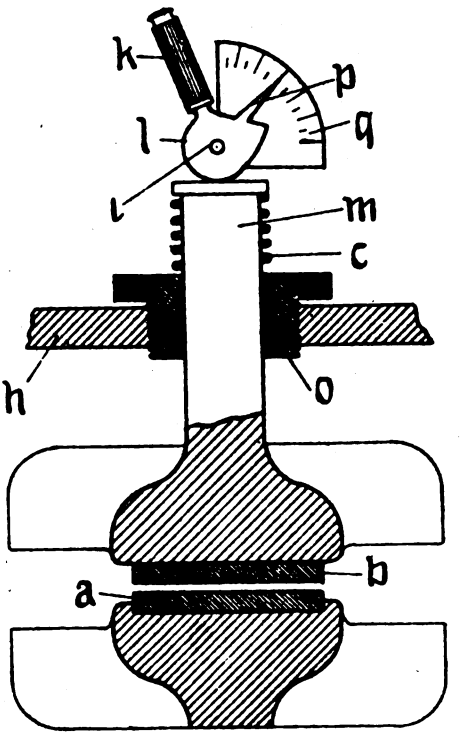


Fig. 27.

Die National Wireless Telephone and Telegraph Co. in San Francisco (Vereinigte Staaten Amerikas) hat unter Nr. 291605 ein D. R. P. erhalten auf eine Vorrichtung zur Erzeugung von elektrischen Stromschwingungen, mit in einer unvollständig leitenden Flüssigkeit angeordneten Elektroden, welche einander gegenüberliegende breite Flächen besitzen. Die Kennzeichen bestehen darin, daß die breite Kohleelektrode durchlocht oder eingeteilt ist und ein freies Kreisen der Flüssigkeit in der Achse der Elektroden gestattet. Ausländische Patente über den gleichen Gegenstand sind: Schweizer Patentschrift 64594, amerikanische Patentschrift 1096717, französische Patentschrift 445413 und britische Patentschrift 14735/12.

Digitized by Google

Eine Elektrode für offene Ringfunkenstrecken zur Erzeugung tönender Funken nach dem Wienschen Verfahren betrifft das D. R. P. 298694 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin.

Bei den bisher bekannten offenen Ringfunkenstrecken war man gezwungen, die isolierenden Zwischenstücke durch Druck zwischen den Elektroden festzuhalten. Wenn nun eine Elektrode der Serienfunkenstrecke ausgewechselt werden sollte, und zu diesem Zwecke der auf die Elektrode ausgeübte Druck aufgehoben wurde, war es nicht zu vermeiden, daß die isolierenden Zwischenstücke herausfielen oder sich verschoben. Zum Zusammenlegen und Zentrieren der einzelnen Teile mußte man einen Zentrierstift benutzen, der bei Inbetriebsetzung herausgezogen wurde. Diese Anordnung gestaltete die Montage außerordentlich schwierig und zeitraubend.

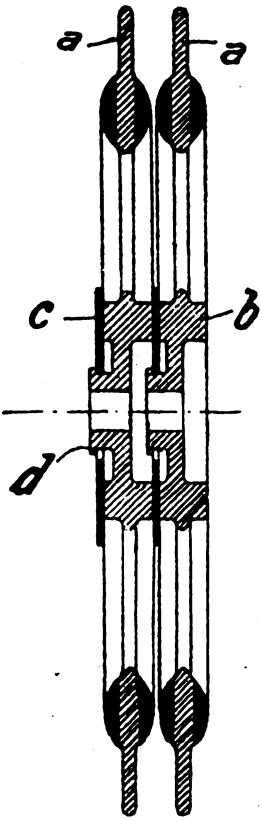


Fig. 28.

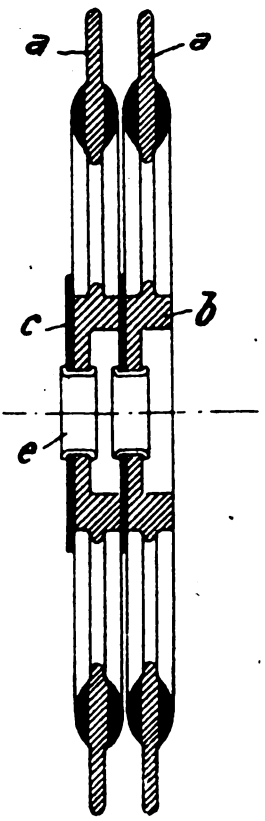


Fig. 29.

Zur Vermeidung dieser Schwierigkeiten werden gemäß D. R. P. 298694 die Ringelektroden *a*, wie dies in Fig. 28 dargestellt ist, in ihren Mitten in bekannter Weise mit Naben *b* versehen, zwischen welche die isolierenden Distanzscheiben *c* gelegt werden. Damit nun die Distanzscheiben nicht wie sonst herunterfallen können, ragen aus den Naben hinterdrehte Vorsprünge *d* heraus, auf welche die Distanzscheiben sich stützen. Die Naben sind auf der den Vorsprüngen entgegengesetzten Seite ausgehöhlt, damit die Vorsprünge mit den nächsten Elektroden

Digitized by Google

keinen Kontakt herstellen. Die Distanzscheiben können nun, wenn einzelne Elektroden ausgewechselt werden sollen, nicht mehr herunterfallen, sondern bleiben stets an den Nabenvorsprüngen der Elektroden hängen.

In Fig. 29 ist eine abweichende Ausführungsform dargestellt. Die Elektroden sind ähnlich wie die in Fig. 28 dargestellten ausgebildet, jedoch mit dem Unterschied, daß die isolierenden Distanzscheiben durch Sprengringe *e* an den Elektroden festgehalten und so mit den Elektroden zu einem Ganzen vereinigt werden.

Literaturverzeichnis.

Abraham, M., Die Naturwissenschaften 7 (1), S. 1, 1919. Zum fünfundzwanzigjährigen Todestage von Heinrich Hertz.

— **Phys.** Ztschr. 20 (7), S. 147, 1919. Zur Theorie der Drahtwellen in einem leitenden Medium.

— **H. Rausch von Traubenberg** und **J. Pusch**, ebenda. S. 145. Über ein Verfahren zur Bestimmung der spezifischen Leitfähigkeit des Erdbodens.

Appleton, E. V., Phil. Mag. 37, 217, S. 129, 1919. Note on the Effect of Grid Currents in Three-Electrode Ionic Tubes.

Arkadiew, W., Ann. Phys. 58 (2), S. 105, 1919. Über die Absorption elektromagnetischer Wellen an zwei parallelen Drähten.

Barton, E. H. and **H. M. Browning**, Proc. Phys. Soc. 20 (5), S. 255, 1918. An Exhibition of Coupled Vibrations.

Baumann, V. J., Helios 15 (3), S. 17, 1919. Die amerikanischen Großradiostationen.

Becker, A., Ann. Phys. 58 (5), S. 393, 1919. Über die Bestimmung von Elektronen-Austrittsgeschwindigkeiten.

Brandt, W., Phys. Ztschr. 20 (7), S. 149, 1919. Über die Phasenverhältnisse beim Audion mit Rückkoppelung.

Campbell, A., Proc. Phys. Soc. 21 (2), S. 84, 1919. A Note on Low-Frequency Microphone Hummers. (From the National Physical Laboratory)

— **ebenda** S. 85. A Simple Tuning Fork Generator for Sine-Wave Alternating Current. (From the National Physical Laboratory.)

Electrician 82, S. 228, 1919. Should Wireless Telegraphy be Controlled?

Elektrot. Ztschr. 40, S. 132, 1919. (Ref. L. Bouthillon, Ann. des Postes, Télégraphes et Telephones 1918, Heft 1.) Marconis System der ungedämpften Wellen.

Goutton et Touly, C. R. 168 (5), S. 271, 1919. Oscillations électriques non amorties de courte longueur d'onde.

Günther, E., Ztschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. 32 (1), S. 27, 1919. Liebenröhre und Audion.

Hahnemann, W. und **Hecht, H.**, Phys. Ztschr. 20 (5), S. 104, 1919. Schallgeber und Schallempfänger. I.

Journal télégraphique 43, S. 6, 17, 1919. La télégraphie sans fil et la securité de la navigation maritime.

— **ebenda** S. 22. Statistique radiotelegraphique comparative de 1917.

Isaac, G., L'Industrie électrique (637) S. 8, 1919. Exposé des progrès de la Radiotélégraphie Anglaise pendant la guerre Européenne, accompagné de quelques notes sur l'application de cette découverte aux conditions qui existeront après la guerre.

Digitized by Google

Landé, A., Ann. Phys. 57 (7), S. 519, 1918. Die Randbelegungsmethode zur Lösung von Potential- und Schwingungsproblemen.
Latour, M., Electrician 82, S. 219, 1919. Note on Losses in Sheet Iron at High Frequencies.
Le Roy, G. A., C. R. 168 (4), S. 224, 1919. Sur les incendies provoqués par les ondes hertziennes.
Martens, F. F., Verh. d. D. Phys. Ges. 21, S. 65, 1919. Über die Auflösung von Lissajous-Figuren.
Meißner, A., Phys. Ztschr. 20 (6), S. 130, 1919. Über die Bestimmung der Eigenschwingung von Antennen.
— Elektrot. Ztschr. 40, S. 65, 78, 1919. Über Röhrensender.
— ebenda, S. 113. Die deutsche Elektroindustrie in den Kriegsjahren: Die Entwicklung der drahtlosen Telegraphie.
Meyer, E., Ann. Phys. 58 (4), S. 297, 1919. Über die Beeinflussung des Funkenpotentials durch ein transversales Magnetfeld.
Newberg, E., Electrician 82, S. 203, 1919. The Resistance of an Electrolytic Cell.
Osnos, M., E. u. M. 37 (5), S. 45, 1919. Beitrag zur Theorie und Wirkungsweise des stationären Frequenzverdopplers.
Paterson, C. C. and N. Campbell, Phil. Mag. 37, 219, S. 301, 1919. Note on the Measurement of the Peak Potential of an Alternating Source.
Piraul, M. und **P. Paschen**, Verh. d. D. Phys. Ges. 21, S. 43, 1919. Über Lautstärke und Wirkungsgrad von Telephonen. (Mitteilung aus dem Versuchslaboratorium für Funkentelegraphie der Reichsmarine in Kiel.)
Rivers-Moore, H. R., Electrician 82, S. 174, 1919. The Conductivity of Sea-Water.
Shoenberg, J., Engineering 105, S. 445, 1918. (Ref. Elektrot. Ztschr. 39, S. 337, 1918.) Frequenzvervielfachung für elektrische Ströme.
Sommer, J., Ann. Phys. 58 (4), S. 375, 1919. Über die lineare Differentialgleichung für gekoppelte elektrische Schwingungen und die Wurzeln der Gleichung vierten Grades.
Statters, J. E. and W. U. Lennon, Electrician 82, S. 147, 1919. Telephone Repeaters.
Taylor Jones, E., ebenda S. 99. The Optimum Secondary Capacity of an Induction Coil.
— ebenda S. 121. The Maximum Primary Potential in an Induction Coil.
Wanach, B., Ztschr. f. Instrkde. 39 (1), S. 27, 1919. Ein neuer Signalgeber für die internationalen funkentelegraphischen Zeitsignale.
Williams, J., Proc. Phys. Soc. 20 (5), S. 285, 1918. A New Method of Measuring Alternating Currents and Electric Oscillations.
Ztschr. f. Instrkde. 39 (2), S. 70, 1919. (Ref. F. Horton, Phil. Mag. 34, S. 327, 1917.) Hochspannungsbatterien zur Lieferung schwacher Ströme.

Berichtigungen.

In Heft 1, Seite 4, Zeile 9 von oben lies:

Innerer Widerstand $R_i = \left(\frac{\partial E_a}{\partial J_a}\right)_{E_g}$ statt $\left(\frac{\partial E_a}{\partial I_g}\right)_{E_g}$

Die Arbeit von Rukop über die Hochvakuum-Eingitterröhre (S. 110—146) schließt sich in ihren Bezeichnungen nicht völlig dem Aufruf von Barkhausen (Heft 1, S. 2—4) an. Ein diesbezüglicher Änderungsvorschlag wurde vom Verfasser abgelehnt. Zi.

Digitized by Google

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 14. 1919. Heft 3.

Inhalt.

Seite

Heinrich Faßbender, Die alte und die neue Auffassung über den Magnetismus bei hohen Frequenzen. (Mit 11 Figuren im Text) . 222

M. von Laue, Die elektrostatische Deutung der kennzeichnenden Kurven bei den Verstärkerröhren. (Mit 11 Figuren im Text) . . 243

Max Abraham, Die Spule im Strahlungsfelde, verglichen mit der Antenne 259

A. Meißner, Über die Bestimmung der Eigenschwingung von Antennen (Mit 1 Figur im Text) 269

A. Esau, Über die Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen mit rechteckigem bzw. quadratischem Windungsquerschnitt. I. Nebeneinander liegende Windungen. (Mit 3 Figuren im Text.) 271

Referate:

V. Bush, Gekoppelte Kreise nach dem Verfahren der verallgemeinerten Kreisfrequenzen behandelt. (Mit 1 Figur im Text) . . 282

Pomey, Das System der drahtlosen Telegraphie der „Administration des P. T. T." (Mit 2 Figuren im Text) 290

Angelika Székely de Doba, Die Kontaktdetektoren 296

E. Lübcke, Über radioelektrische Versuche während der Sonnenfinsternis am 29. Mai 1919 298

Patentschau:

H. Ealea (Mit 29 Figuren im Text). 300

Gründung einer Gesellschaft für angewandte Physik 328

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender, Berlin-Charlottenburg, Königsweg 24*, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Digitized by Google

Die alte und die neue Auffassung über den Magnetismus bei hohen Frequenzen.

Von **Heinrich Faßbender.**

Die Frage über das Verhalten der ferromagnetischen Substanzen bei hohen Frequenzen ist in den letzten zwei Jahrzehnten experimentell und theoretisch vielfach bearbeitet worden, so daß es sich verlohnt, einen Überblick über diese Frage zu geben.

Bereits im Jahre 1888 bemerkte Hertz, daß das Eisen, wenn es einem hochfrequenten Feld unterworfen wird, nur in sehr geringem Maße magnetisch wird.

Die Erklärung der geringen Permeabilität bei hohen Frequenzen wurde zunächst durch die Annahme einer sogenannten magnetischen Verzögerung versucht. Man nahm an, daß die Molekularmagnete zum Richten eine gewisse Zeit erforderten, so daß sie bei schnellen Wechselfeldern noch nicht in die neue Lage vollkommen übergeführt seien, bevor schon wiederum eine Abnahme des magnetischen Feldes eingetreten war. Man fügte sich der in jener Auffassung enthaltenen Willkür um so leichter, da ja auch die Hysteresis an die Vorstellung eine hohe Anforderung stellt, und bis auf den heutigen Tag noch keine Möglichkeit zu sehen ist, diese zwanglos in eine elektromagnetische Theorie einzufügen. Doch zeigte sich bald, daß die bloße Annahme der magnetischen Trägheit der Molekularmagnete keineswegs alle Erscheinungen zu deuten in der Lage ist.

Bald konnte experimentell nachgewiesen werden, daß die scheinbare Permeabilität, auf deren Definition wir weiter unten näher eingehen, bei gleicher Frequenz und Erregung von dem Querschnitt des ferromagnetischen Materials stark abhängt.

Ich verweise auf Zenneck, „Elektromagnetische Schwingungen", S. 489, 1905. Zenneck beschreibt hier einen primitiven Versuch. Zwei Spulen, S_1 und S_2, werden von elektrischen Schwingungen durchflossen. Die eine Spule S_1 enthält einen massiven Eisenkern oder Drähte von verschiedenem Durchmesser, die andere Spule enthält kein Ferrikum. Die Klemmspannungen an beiden Spulen werden durch ein Funkenmikrometer gemessen. Das Verhältnis der Spannungen gibt ein Bild von dem Verhältnis der Flüsse in den beiden Spulen.

Die Versuchsdaten sind die folgenden: Kapazität bei allen Ver-

Digitized by Google

suchen $C_1 = C_2 =$ ca. $0{,}8 \cdot 10^{-3}$ Mikrofarad.[1]) $S_1 = S_2$: Anzahl der Windungen = 10, Radius = 2,5 cm. Die Eisenkerne hatten eine Länge von 20 cm, einen Radius von 2 cm. Radius der Eisendrähte:

für Spule B $r = 0{,}9$ mm,
bei C $r = 0{,}85$ mm,
bei D $r = 0{,}12$ mm.

Die erhaltenen Verhältniszahlen für die Spannungen an beiden Spulen waren für die verschiedenen Kerne:

A (massiver Kern) 0,66
B (dicker Draht) 1,3
C (mittlerer Draht) 1,7
D (dünner Draht) 1,7
E (Pulver) 2,5.

Ich habe diesen einfachen Versuch deshalb so ausführlich erwähnt, weil er mit den einfachsten Mitteln die Abhängigkeit des magnetischen Flusses von der Unterteilung des Eisens zeigt. Die Ursache ist bekanntlich die magnetische Hautwirkung. Je mehr unsere theoretische und besonders auch experimentelle Kenntnis von dieser Erscheinung erweitert wurde, um so mehr wurde die alte Viskositätstheorie aufgegeben. Die neue Theorie hat den Vorzug, daß sie sich zwanglos aus den beiden Grundgesetzen des Elektromagnetismus ableiten läßt, und daß sie die scheinbare Abnahme der Permeabilität mit zunehmender Frequenz und deren Abhängigkeit vom Querschnitt des Ferrikum erklärt.

Die Theorie des magnetischen Hauteffekts besagt bekanntlich nichts anderes, als daß bei dynamischer Magnetisierung die Induktionslinien nicht gleichmäßig über den Querschnitt verteilt sind, sondern daß sie analog dem elektrischen Hauteffekt nur innerhalb einer dünnen Oberflächenschicht verlaufen.

Die Theorie des elektrischen Hauteffekts ist von vielen Forschern, z. B. von O. Heaviside, Electrical Papers, S. 363, 1892 und J. J. Thomson, Recent Researches in Electricy and Magnetism, S. 318 ff., Oxford 1893, behandelt. Die Theorie des magnetischen Hauteffekts ist bis zum heutigen Tage nur unter Näherungsannahmen besonders der des konstanten μ unter Vernachlässigung der Hysteresis durchgeführt. Infolgedessen spielt das Experiment auf diesem Gebiet des

1) Der Versuch ist also insofern nicht ganz korrekt, als wegen der verschiedenen Selbstinduktion der einzelnen Spulen die Schwingungszahl nicht konstant ist.

Digitized by Google

Elektromagnetismus noch eine besonders große Rolle. Als wichtigstes Resultat der experimentellen und theoretischen Arbeiten kann heute ausgesprochen werden, daß die statische Magnetisierungskurve auch noch für die Frequenzen der drahtlosen Telegraphie, also bis etwa $\nu = 10^6$ für den Zusammenhang zwischen $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$ praktisch angenommen werden kann.

Dieses Resultat scheint in letzter Zeit immer mehr Anhänger in der deutschen und ausländischen Literatur, besonders auch in der englischen zu finden.

Den ersten Anhaltspunkt für diese Annahme gibt eine Arbeit von Zenneck[1]) aus dem Jahre 1903 über das magnetische Verhalten von Eisenpulver, das in Paraffin eingebettet ist. Als Resultat ergab sich, daß die scheinbare Permeabilität auch noch für Frequenzen bis $5 \cdot 10^6$ ziemlich konstant bleibt. Dem gegenüber steht eine Arbeit von Schames[2]) über das Verhalten von dünnen Eisendrähten bei hohen Frequenzen bis zu 200 000.

Schames benutzt den Poulsenbogen. Im Schwingungskreis sind zwei Spulen in Reihe geschaltet, von denen die eine ein Bündel von 100 dünnen Eisendrähten von 51 μ Durchmesser enthält. Schames mißt die effektive Spannung und die Stromstärke und berechnet daraus ein effektives μ, jedoch unter der falschen Annahme eines sinusförmigen Verlaufs der Strom- und Spannungskurve. Außerdem wird bei der Untersuchung die entmagnetisierende Wirkung der Enden des Drahtbündels vernachlässigt. Die Resultate sind in dem Kurvenblatt Nr. 1 wiedergegeben.

Es ist bezeichnend für den damaligen Stand unserer Frage, daß in dieser im Jahre 1908 erschienenen Arbeit die Abnahme von μ noch so gedeutet wurde, daß in dem schnell wechselnden Feld μ keine Zeit hat, bis zu seinem Endwert, der ihm bei Gleichstrom oder langsam wechselnden Feldern zukommt, anzusteigen.

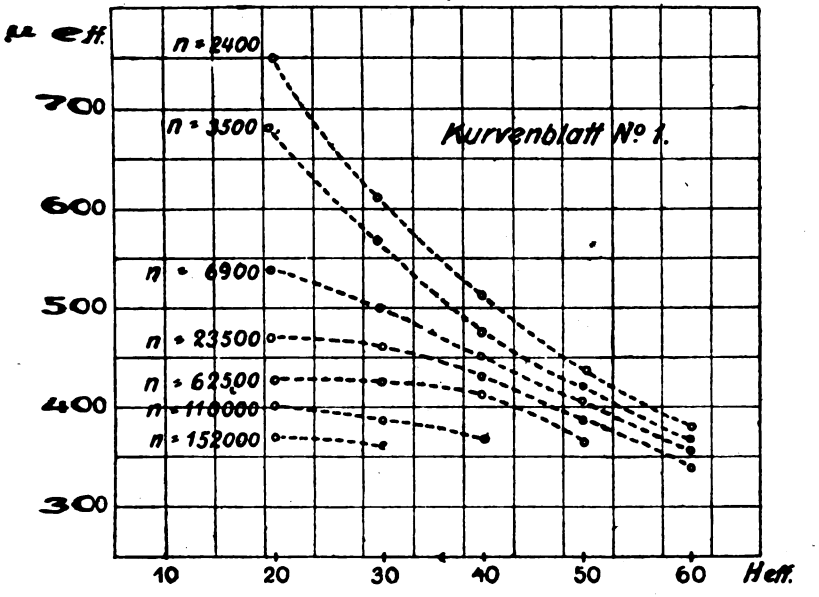
Neben der Frage der Permeabilität interessierte die Frage der Hysteresiskurve bei hohen Frequenzen. Wir werden sehen, daß diese Fragen gar nicht voneinander zu trennen sind, das heißt, daß zu einer exakten Berechnung der dynamischen Permeabilität die Hysteresiskurve notwendig bekannt sein muß.

Als erster hat wohl O. M. Corbino[3]) im Jahre 1905 Hysteresiskurven bei höheren Frequenzen aufgenommen. Er verwandte dabei

1) J. Zenneck, Ann. Phys. 12, 869, 1903.
2) Schames, Ann. Phys. (4) 27, 64, 1908.
3) Corbino, Physik. Zeitschr. 6, 174—177, 1905.

Digitized by Google

als Generator ebenfalls die Poulsenlampe oder richtiger gesagt, den Lichtbogen, und als Oszillographen die Braunsche Röhre. Er hat jedoch seine Untersuchungen nur bis Frequenzen von 10 000 Perioden ausgedehnt. Steiner[1]) machte ähnliche Untersuchungen, dehnte aber seine Versuche sogar nur bis zu einer Frequenz von 5000 aus.



Später stellten sich Faßbender und Hupka[2]) die Aufgabe, exakte Aufnahmen der Hysteresiskurven bis zu 200 000 Perioden aufzunehmen. Die Aufnahme gelang mit einer besonders berechneten Braunschen Röhre[3]). Die Versuchsanordnung war in jeder Weise so getroffen, daß Fehlerquellen ausgeschlossen erschienen. Von den Verfassern[4]) wurde diese Methode für dünne Eisenbleche angewandt, die Aufnahmen wurden bei den Frequenzen 55 600 und 132 000 und für die Blechstärken 0,03, 0,06 und 0,10 hergestellt. In Fig. 1—6 sind die erhaltenen Lissajousschen Figuren wiedergegeben. Fig. 1—3

1) Steiner, Ann. d. Phys. (4) 35, 727—754, 1911.
2) Faßbender u. Hupka, Verhandl. d. D. Physik. Ges. S. 408—418, 1912, dieselben, Jahrbuch 6, S. 133—146, 1912.
3) Faßbender u. Hupka, Physik. Zeitschr. 13, S. 559—561, 1912.
4) Faßbender u. Hupka, Physik. Zeitschr. 14, S. 1042—1045, 1912.

Digitized by Google

sind bei einer Frequenz von 55 600 bzw. einer Wellenlänge von 5390 m, Fig. 4—6 bei einer Frequenz von 132 000 bzw. einer Wellen-

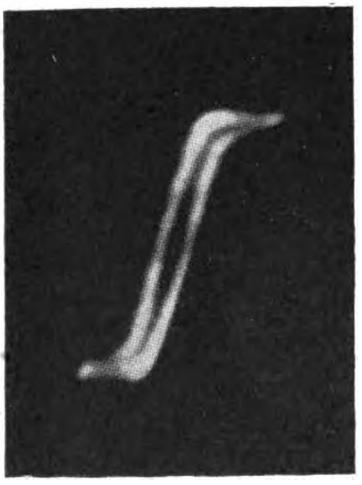


Fig. 1.

länge 2270 m aufgenommen. Fig. 1 und 4 bezieht sich auf Blechproben von 0,03 mm, Fig. 2 und 5 auf Blechproben von 0,06 mm, und end-

Fig. 2.

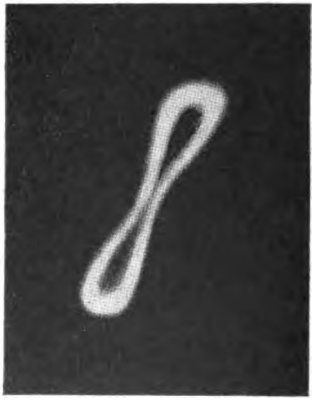


Fig. 3.

lich Fig. 3 und 6 auf Blechproben von 0,10 mm. Die Lissajous-schen Figuren können nach der von den Verfassern angegebenen

Digitized by Google

Methode in die Hysteresiskurven umgezeichnet werden. Das Verfahren hierzu ist von Faßbender und Hupka, diese Zeitschrift 6, S. 142, 1912, eingehend beschrieben. Die Verfasser begnügen sich damit, die Kurvenform des Induktionsflusses wiederzugeben und zwar aus folgendem Grunde.

Bei diesen Aufnahmen wird das zu untersuchende Material in Ringform auf der Drehbank aus einem Blech herausgeschnitten und mehrere solcher Ringe mit einer Wicklung versehen. Die Stromstärke

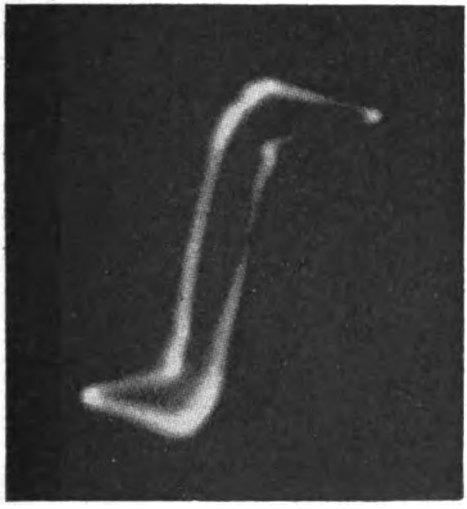


Fig. 4.

war sinusförmig. Die Kurvenform der Klemmspannung wird aufgenommen, die Effektivwerte des Stroms und der Spannung werden gemessen. Hieraus ist die Durchflutung und der gesamte Induktionsfluß nach Amplitude und Kurvenform bekannt.

In der Elektrotechnik versteht man unter dynamischer Magnetisierungskurve den Linienzug, den man erhält, wenn man als Abszisse die Durchflutung (in $c \cdot g \cdot s$-Einheiten) und als Ordinate die mittlere Induktion aufträgt. Diese Kurve ist es, die man aus den Lissajousschen Figuren erhalten kann.

Ich habe bereits früher darauf hingewiesen, daß diese sogenannte dynamische Magnetisierungskurve für kein einziges Raumelement den Zusammenhang zwischen $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$ gibt. Die so definierte Feldstärke gilt nur auf der äußersten Oberfläche, die mittlere Induktion ist nur in einer dünnen Schicht im Innern des Ferrikum vorhanden. Die

Digitized by Google

dynamische Magnetisierungskurve hat somit keine physikalische Realität, während die Kurvenform der mittleren Induktion oder besser des gesamten magnetischen Flusses in vielen Fragen der Elektrotechnik eine praktische Bedeutung hat. Dynamische Hysteresiskurven hatten nur so lange einen Sinn, als man sich über den Hauteffekt noch nicht im Klaren war, und man ihnen eine Bedeutung unabhängig von dem jeweiligen Querschnitt des Ferrikum beimaß.

Ich habe ferner die Behauptung aufgestellt, daß man auch bei hohen Frequenzen die statische Magnetisierungskurve erhalten würde,

Fig. 5.

falls man in der Lage wäre, $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$ in einem Raumelement gleichzeitig zu messen. Experimentell ist das unmöglich. Ich werde weiter unten angeben, wie man trotzdem diese Behauptung stützen kann.

In der zitierten Arbeit zeigte sich unter anderem, daß die Hautwirkung bei den Blechen von 0,06 mm Stärke (Fig. 2 u. 5) einen größeren Einfluß ausübte, als bei den Blechen von 0,10 mm Stärke (siehe Fig. 3 u. 6). Die Verfasser erklärten sich diese paradoxe Erscheinung damit, daß infolge des Walzprozesses eine Entartung der äußersten Schicht eintritt.

Ebenso wie früher über den Begriff und die physikalische Bedeutung der dynamischen Magnetisierungskurve keine Klarheit herrschte,

Digitized by Google

so wurde auch die Permeabilität bei Wechselstrommagnetisierung von den verschiedenen Autoren nicht einheitlich, häufig auch unpräzise definiert.

Bei Gleichstrom wird bekanntlich μ der jungfräulichen Kurve entnommen. Bei Magnetisierung durch ein Wechselfeld kann man naturgemäß von einer jungfräulichen oder Neukurve nicht reden. Dadurch ergeben sich für die Definition der Permeabilität Schwierigkeiten. Je nachdem man den Wert $\mathfrak{B}:\mathfrak{H}$ auf dem auf- oder absteigenden Ast

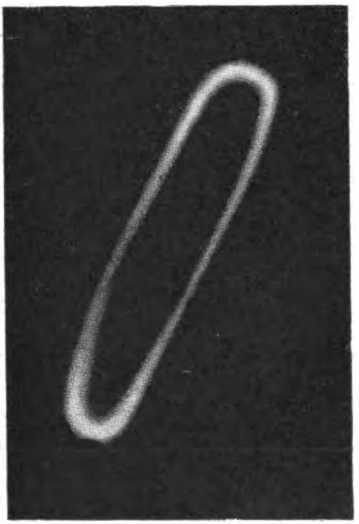


Fig. 6.

abgreift, erhält man einen anderen Wert. Für $\mathfrak{H} = 0$ erhält man schließlich sogar einen unendlichen Wert. Außerdem sind die Werte von der maximalen Induktion abhängig, bei der die Hysteresiskurve aufgenommen wurde:

Um allen diesen Schwierigkeiten zu entgehen, hat man bekanntlich bei Wechselstrom ein effektives μ eingeführt.

In der oben zitierten Arbeit von Faßbender und Hupka, Jahrbuch 6, S. 133 ff. 1912 ist hierfür der Formelausdruck:

$$\tilde{\mu} = -\frac{\tilde{e}}{\nu \cdot c_b \cdot S' \cdot 4 \cdot f_e \cdot N \cdot A \cdot \tilde{i}} = F(c_b, f_e)$$

Digitized by Google

abgeleitet. Hierin bedeutet ν die Schwingungszahl, c_b den Scheitelfaktor der $\mathfrak{B}$-Kurve, f_e den Formfaktor der e-Kurve, S' den Querschnitt des Ferrikum, N die Windungszahl und $A = \frac{4\pi N}{l}$, wo l die Länge des Feldlinienwegs ist.

Auf die Abhängigkeit des μ-Wertes von c_b und f_e kann nicht ausdrücklich genug hingewiesen werden. Auch kann eine Eindeutigkeit der Definition nur erzielt werden, wenn über die Stromkurve

Fig. 7. $n = 65\,200$. $i_{eff.} = 1$ Amp.

Festsetzungen gemacht werden, am besten die Bedingung der Sinusform aufgestellt wird.

Neben dieser Definition wird die Definition der Permeabilität als Verhältnis der maximalen Induktion zur maximalen Feldstärke angewandt. Stets ist aber außer der Messung von Effektivwerten die Bestimmung von Kurvenformen notwendig. Alle Angaben von effektiven Permeabilitätswerten, bei denen hierauf keine Rücksicht genommen wird, haben keine oder nur untergeordnete Bedeutung. Dieser Vorwurf kann der oben angegebenen Arbeit von Schames nicht erspart werden.

Mit Benutzung der aufgestellten präzisen Definitionen für den

Digitized by Google

magnetischen Wechselstromkreis hat der Verfasser[1]) eingehend experimentell und theoretisch das Wesen des hochfrequenten Magnetismus an den Heuslerschen Legierungen untersucht. Auch bei diesem Material nahm ich die Lissajousschen Figuren für die Kurve der Induktion auf. Außerdem wurden die Effektivwerte der Stromstärke und der Spannung an den Enden der Ringspule untersucht. Die photographisch aufgenommenen Figuren zeigten, wie aus Fig. 7 hervorgeht, eine Degeneration zur Ellipse, d. h. infolge der im Material auftretenden Wirbelströme hat die Induktion ebenso wie die Feldstärke sinusförmigen Verlauf angenommen.

Für diesen rechnerisch besonders einfachen Fall erhält man die maximale Induktion nach der Formel

$$\mathfrak{B}_{max} = \frac{E \cdot 10^8}{4{,}44 \cdot \nu \cdot N \cdot S} (c \cdot g \cdot s)$$

Hierin bedeutet ν die Frequenz, N die Windungszahl, S den Querschnitt des Materials und E die E.M.K. des Rings, d. h. die Klemmspannung unter Abzug des Ohmschen Spannungsabfalls unter Berücksichtigung seiner Phase.

Die Feldstärke auf der Oberfläche hat unter der Voraussetzung der streuungslosen Ringwicklung den Wert

$$\mathfrak{H} = \frac{4\pi \cdot 0{,}1 \cdot N \cdot i}{l} (c \cdot g \cdot s)$$

Hierin ergibt sich l aus den Dimensionen des Rings, i aus den Angaben des Strommessers, N ist die Zahl der Windungen des Rings.

Die zeitlichen Maximalwerte der so erhaltenen Induktionen in Abhängigkeit von der Frequenz für verschiedene Feldstärken kann man der Kurventafel Nr. 2 (siehe auch Arch. S. 481 Fig. 6) entnehmen. Die physikalische Bedeutung der eingetragenen Werte für $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$ ist die oben angegebene.

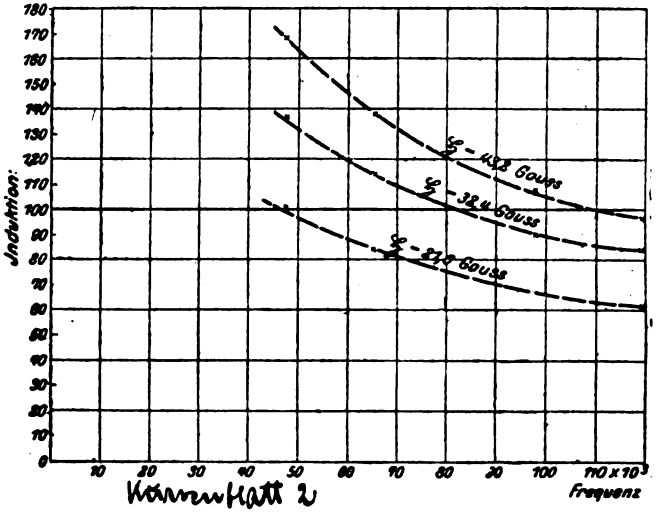
Als experimentelles Ergebnis dieser Arbeit ergibt sich zunächst eine erhebliche Verringerung der mittleren Induktion gegenüber der statischen Kurve, die auf den Einfluß der Wirbelströme zurückzuführen ist. Infolge des praktisch sinusförmigen Verlaufs der Induktion bei ebenfalls sinusförmigen Verlauf der Feldstärke nimmt die Hysteresiskurve Ellipsenform an. (Zunächst ergibt sich allerdings die Ellipsen-

1) Faßbender, Bestimmung der magnetischen Induktion der Heuslerschen Legierungen bei hohen Frequenzen. Mitt. a. d. Physik.-Techn. Reichsanst. Arch. f. Elektr. 2; 11, S. 475 ff., 1914.

Digitized by Google

form nur für die Lissajoussche Figur, eine einfache Überlegung zeigt aber, daß alsdann auch die Hysteresiskurve ellipsenförmig sein muß.) Dies kann als Grenzfall der Entartung angesehen werden, die in der Abrundung der Ecken bei technischen Frequenzen bereits angedeutet wird.

In einem zweiten Teil dieser Arbeit habe ich die theoretische Berechnung der experimentell bestimmten Induktionswerte gegeben.



Maximale Induktionen $\mathfrak{B}_{max}$ für die verschiedenen Frequenzen und Feldstärken.

Ausgehend von dem Induktionsgesetz und dem Grundgesetz des Elektromagnetismus ergab sich als Differentialgleichung für den Vektor $\mathfrak{H}$:

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{H}_\varrho}{\partial \varrho^2} + \frac{1}{\varrho}\frac{\partial \mathfrak{H}_\varrho}{\partial \varrho} - \frac{4\pi}{s}\left(\mu \frac{\partial \mathfrak{H}_\varrho}{\partial t} + \mathfrak{H}_\varrho \frac{\partial \mu}{\partial t}\right) = 0$$

Diese Gleichung gilt ganz allgemein für jedes Ferrikum. Der physikalische Vorgang wird durch diese Gleichung mit jeder Näherung korrekt dargestellt. Eine Lösung in der allgemeinen Form ist jedoch unmöglich.

Eine Lösung der Gleichungen wurde nach verschiedenen Richtungen versucht. $\mathfrak{H}$, d. h. die Amperewindungen pro Zentimeter oder die Feldstärke im Innern des Solenoids unter der Voraussetzung, daß kein ferromagnetisches Material vorhanden ist, ist bei der gewählten Versuchsanordnung sinusförmig. Nimmt man nun an, daß auch $\mathfrak{H}_\varrho$,

Digitized by Google

d. h. die Feldstärke innerhalb des ferromagnetischen Materials sinusförmig ist, so wird unsere Differentialgleichung lösbar. Die Lösung $\frac{\mathfrak{H}_\varrho}{\mathfrak{H}_0}$, wo $\mathfrak{H}_0$ die Feldstärke in der Achse bedeutet, ist eine Besselsche Funktion imaginär komplexen Arguments, die sich numerisch leicht berechnen läßt. Die Schwierigkeit liegt nur darin, für jeden Momentanwert den richtigen μ-Wert einzusetzen. Ein Näherungsverfahren unter Benutzung der statischen Magnetisierungskurve wurde von mir versucht und führte, wenn auch mühsam, zu einer scheinbaren Lösung.

Das von mir angewandte Verfahren bestand darin, daß ich zunächst für die Momentanwerte der Feldstärke für einen zur Achse des Toroids konzentrischen Ring vom Radius ϱ unter der Berücksichtigung des mit der Zeit veränderlichen μ die Differentialgleichung aufstellte. Es zeigte sich, daß die für uns allgemeinste Lösung eine Bessel sche Funktion nullter Ordnung imaginärkomplexen Arguments ist. Die Reihe für diese Funktion läßt sich wesentlich vereinfachen. Wir erhalten eine außerordentlich schnell konvergierende Reihe, so daß die numerische Berechnung sich außerordentlich einfach gestaltet. Es zeigt sich, daß dieser Momentanwert abhängig ist von der Frequenz, dem Radius ϱ des betrachteten Rings, der Leitfähigkeit des ferromagnetischen Materials, der Permeabilität und dem zeitlichen Differentialquotienten der Permeabilität. Zeitlich veränderlich ist von diesen Größen nur μ und $\frac{\partial \mu}{\partial t}$. Diese können aus der statischen Magnetisierungskurve und der Kurve für $\mathfrak{H}$ numerisch berechnet werden.

Eine Schwierigkeit lag dabei in der richtigen Auswahl der maximalen Magnetisierung. Diese konnte nur so getroffen werden, daß man zunächst unter der Annahme eines zeitlich konstanten mittleren μ die Abnahme von $\mathfrak{H}$ mit dem Radius ϱ berechnet und die so erhaltene maximale Magnetisierung der exakten Berechnung zugrunde legt.

Die Momentanwerte von $\mathfrak{H}_\varrho$ sind somit bekannt. Durch Multiplikation mit den zugehörigen Momentanwerten von μ erhält man die $\mathfrak{B}_\varrho$-Werte. Aus ihnen wurde graphisch der Effektivwert ermittelt. Alsdann wird der Fluß der Zone nach der Formel

$$\Phi_\varrho = \mathfrak{B}_\varrho \cdot 2 \cdot \varrho \cdot \pi \cdot d\varrho$$

berechnet. Die Werte zeichnet man in einer Kurve auf. Ihre Quadratur

Digitized by Google

$$\int \Phi \cdot d\varrho$$

ergibt den gesamten Fluß.

Jedoch ergab sich ein Widerspruch mit den physikalischen Grundlagen. Die Feldstärke nahm mit abnehmenden Radius zu. Dieses paradoxe Resultat kann nur darauf zurückgeführt werden, daß sich die Annahme des variablen μ mit der Annahme des sinusförmigen $\mathfrak{H}_\varrho$ nicht verträgt.

Da aus den Aufnahmen mit der Braunschen Röhre hervorging, daß der Gesamtfluß Φ sinusförmig war, so kann man daran denken, $\mu \cdot \mathfrak{H}_\varrho$ sinusförmig anzunehmen. Auch unter dieser Annahme ist die Differentialgleichung mathematisch auflösbar, führt aber zu dem gleichen Widerspruch, wie die Annahme, daß $\mathfrak{H}_\varrho$ sinusförmig ist.

Die zu lösende Aufgabe ist eine mathematische aus der Theorie der Differentialgleichungen. Ob eine Lösung überhaupt möglich sein wird, muß die Zukunft lehren.

Zunächst kann man jedenfalls nur so verfahren, daß man für die Permeabilität ein mittleres konstantes μ einsetzt und $\mathfrak{H}_\varrho$ sinusförmig annimmt. Unter dieser Voraussetzung nimmt die Differentialgleichung die Form an

$$\varrho \frac{\partial^2 \mathfrak{H}_\varrho}{\partial \varrho^2} + \frac{\partial \mathfrak{H}_\varrho}{\partial \varrho} - \frac{4\pi\mu \cdot \omega \varrho}{s} \cdot j \cdot \mathfrak{H}_0 = 0$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich, wie aus der zitierten Arbeit entnommen werden kann, für den Effektivwert der Feldstärke für die Zone mit dem Radius ϱ der Wert

$$H_\varrho = \left(\frac{ber^2(m\varrho) + bei^2(m\varrho)}{ber^2(mv) + bei^2(mv)} \right)^{1/2} \cdot H_r$$

Hierin ist m aus dem Ausdruck

$$m^2 = \frac{4\pi \cdot \mu \cdot \omega}{s}$$

zu berechnen.

Der gesamte Fluß ergibt sich zu

$$\Phi_{max.} = \mu \cdot \sqrt{2} \cdot Z$$

wo Z der Effektivwert der Feldlinienzahl ist

$$Z = \frac{2\pi \cdot H_0 \cdot r}{m} \left(bei'^2(mr) + ber'^2(mr) \right)^{1/2}$$

und wiederum hierin

$$H_0 = H_r \left(ber^2(mr) + bei^2(mr) \right)^{-1/2}$$

zu setzen ist.

Digitized by Google

Ich habe nach diesen Formeln die maximale Induktion der Heuslerschen Legierungen für die Feldstärken

$$\mathfrak{H}_{max.} = 21{,}6$$
$$\mathfrak{H}_{max.} = 32{,}4$$
$$\mathfrak{H}_{max.} = 43{,}2$$

und die Frequenzen

$$n = 47\,200$$
$$n = 65\,200$$
$$n = 97\,500$$
$$n = 119\,000$$

berechnet.

Diese berechneten Werte sind in der Tabelle 1 mit den experimentell ermittelten Werten zasammengestellt.

Tabelle 1.

Maximale Induktion in Abhängigkeit von Feldstärke und Frequenz.
Experimentell und theoretisch gefundene Werte.

Frequenz n =	Maximale Induktion $\mathfrak{B}_{max.}$					
	$\mathfrak{H}_{max.} = 21{,}6$		$\mathfrak{H}_{max.} = 32{,}4$		$\mathfrak{H}_{max.} = 43{,}2$	
	experim.	berechn.	experim.	berechn.	experim.	berechn.
47 200	101,0	128,2	136,8	178,1	167,5	217,2
65 200	84,1	110,0	114,0	152,1	137,9	183,7
97 500	68,9	90,0	90,2	124,9	107,8	152,0
119 000	61,5	81,6	83,9	113,4	96,5	137,1

Aus den Werten der Tabelle habe ich die Abnahme der Induktion in Prozenten der statischen Induktion berechnet und in Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2.

Abnahme der Induktion in Prozenten der statischen Induktion.

Frequenz	$\mathfrak{H}_{max.} = 21{,}6$		$\mathfrak{H}_{max.} = 32{,}4$		$\mathfrak{H}_{max.} = 43{,}2$	
	experim.	berechn.	experim.	berechn.	experim.	berechn.
47 200	87,0	88,5	85,1	80,7	82,8	77,8
65 200	89,2	86,0	87,6	83,5	85,9	81,1
97 500	91,2	88,5	90,4	86,5	88,8	84,5
119 000	92,0	89,5	90,8	87,6	90,0	86,0

In dieser Arbeit habe ich gezeigt, daß eine korrekte experimentelle Bestimmung der Induktion von ferromagnetischen Substanzen bei

Digitized by Google

hohen Frequenzen möglich ist, auch habe ich Formeln für deren Berechnung angegeben, die eine leidliche Übereinstimmung zwischen Theorie und Praxis gaben. Da die theoretischen Werte auf Grund eines der statischen Kurve entnommenen Mittelwertes für die Permeabilität entnommen sind, so kann man die Behauptung aufstellen, daß zum mindesten bei den untersuchten Frequenzen bis 119 000 von einer erheblichen Abnahme der Permeabilität noch nicht die Rede sein kann. Die wichtigste Frage der Induktion der ferromagnetischen Materialien war damit experimentell und theoretisch gelöst.

Da im Elektromaschinenbau häufig statt mit dem Begriff der Induktion mit der magnetischen Leitfähigkeit gearbeitet wird, so habe ich diesen Begriff in die Formeln des hochfrequenten Magnetismus eingeführt [1]).

Ich habe bequeme Formeln für die magnetische Leitfähigkeit bei kreisrundem Querschnitt und dünnen Blechen angegeben und habe endlich die Berechnung an einem magnetischen Kreis als Beispiel durchgeführt, dessen Schenkel aus dünnem Blechen bestand, während das Joch aus einem kreisrunden massiven Eisen gebildet wird. Der magnetische Kreis enthielt weiter einen Luftspalt.

Auch Zenneck hat in seinen Elektromagnetischen Schwingungen, Stuttgart 1905, ein Verfahren angegeben, um die Induktion bei Hochfrequenz zu berechnen.

Er ging dabei so vor, daß er zunächst eine Größe k einführte, die durch die Gleichung definiert wird:

$$k = \pi \cdot \sqrt{\frac{\sigma \cdot \mu/\mu_0}{2}}\, c \cdot g \cdot s$$

Hieraus ergibt sich eine weitere Größe

$$\varkappa = k \cdot r \cdot \sqrt{n}$$

Weiter zerlegt Zenneck den magnetischen Widerstand $\mathfrak{d}_m$ in Analogie zum Wechselstromwiderstand in eine Ohmsche Komponente und eine Induktanz nach der Formel:

$$\mathfrak{d}_m = \sqrt{w_m^2 + (\pi \cdot n \cdot p_m)^2}$$

Nun gibt Zenneck die Werte für das Verhältnis von $\frac{w_m}{w_m}$ und

1) H. Faßbender, Leitfähigkeit im Hochfrequenz-Elektromaschinenbau, Arch. f. Elektr., IV. Band, S. 140 ff., 1917.

Digitized by Google

$\frac{\varkappa \cdot \varkappa - p_m}{w_m}$ in Abhängigkeit von $\varkappa$ in Kurvenform an (l. c. S. 998). Hierin bedeutet w_m den magnetischen Widerstand bei statischer Magnetisierung.

Auch nach diesen Formeln ist es möglich für kreisrunden Querschnitt den magnetischen Widerstand bei Hochfrequenz angenähert zu berechnen. Für Bleche fehlen bei Zenneck die Formeln.

Von der modernen ausländischen Literatur auf dem Gebiet des hochfrequenten Magnetismus sind vor allem die Arbeiten von Alexanderson[1]) zu erwähnen.

Er untersuchte mit seinem 200 000 Periodengenerator äußerst dünne Eisenbleche, und zwar einmal auf Abnahme der Induktion mit der Frequenz und auf Eisenverluste. Leider hat er bei all seinen Messungen die Kurvenform der Induktion vernachlässigt. Seine Methode unterscheidet sich aber insofern zum Vorteil von andern Beobachtern, als er wenigstens für Sinusform des Stromes Sorge getragen hat, wodurch seine Versuche reproduzierbar werden. Die Angaben der Verluste sind insofern einwandfrei, als sie in Abhängigkeit von der Erregung angegeben werden, die bei sinusförmigem Strom ebenfalls sinusförmig ist. Will man die angegebenen Werte für eine bestimmte Induktion umrechnen, wofür die Praxis größeres Interesse hat, so stößt man wiederum auf die nur näherungsweise berechnete Induktion, so daß auch die Verlustzahlen nur eine bedingte Giltigkeit haben.

Jedenfalls hat aber gerade Alexanderson gezeigt, daß Eisen auch noch bei sehr hohen Frequenzen mit Vorteil verwandt werden kann, praktisch ergibt sich das auch aus den Hochfrequenzmaschinen nach Alexanderson für 100 000 und 200 000 Perioden.

Bei der Bestimmung der Verluste veränderte er das Verhältnis der Kapazität zur Selbstinduktion so lange, bis die zugeführte Leistung in Voltampere für einen konstanten Wert des Stromes, der die Versuchsspule durchfließt, ein Minimum wird. In diesem Fall hat man reinen Wattstrom, cos φ ist gleich eins.

Alsdann wurde der Eisenkern entfernt und die gleiche Messung wiederholt. Man erhält den Verlust in allen Hilfsapparaten und in der Leitung selbst. Der Unterschied zwischen beiden Meßergebnissen stellt den Verlust im Eisenkern dar (vgl. die Fig. 8). Reiner Sinusstrom wurde praktisch dadurch hergestellt, daß der gesamte Belastungskreis

1) Alexanderson, Die magnetischen Eigenschaften des Eisens bei Hochfrequenz bis zu 200 000 Per./sec., Elektrot. Zeitschr. S. 1078, 1911.

Digitized by Google

des Generators in Resonanz zur Frequenz des Generators gebracht wurde.

Die Probespule bestand aus einem Ring von 51 mm Durchmesser, ausgeführt aus 10 Windungen eines weichen Eisenbandes von 0,076 mm Dicke und 19 mm Breite. Die Lagen des Bandes wurden durch dünnes Papier voneinander getrennt. Die Wicklung bestand aus einem seidenisolierten Draht von 0,16 mm mit zwei Drähten in Parallelschaltung und zwanzig hintereinander geschalteten Windungen. Gegen-

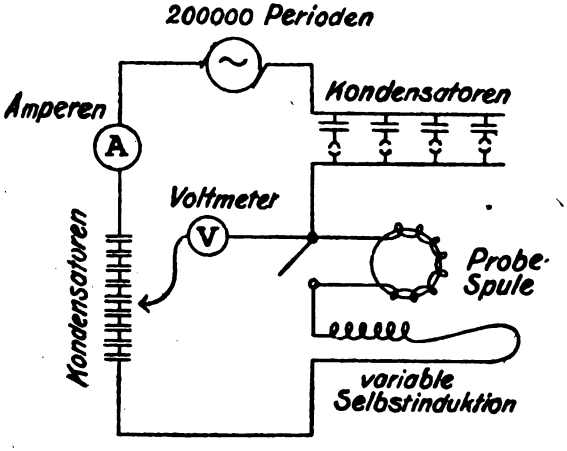


Fig. 8.

über den von Faßbender und Hupka verwandten Spulen besitzt diese den Nachteil, daß die Spule keinen geschlossenen magnetischen Kreis hat, sondern wie Alexanderson selbst zugibt, auf die Streuung von Windung zu Windung angewiesen war.

In Tabelle 8 und Kurventafel Nr. 3 sind die Resultate von Alexanderson für die maximale Induktion und die Verluste zusammengestellt.

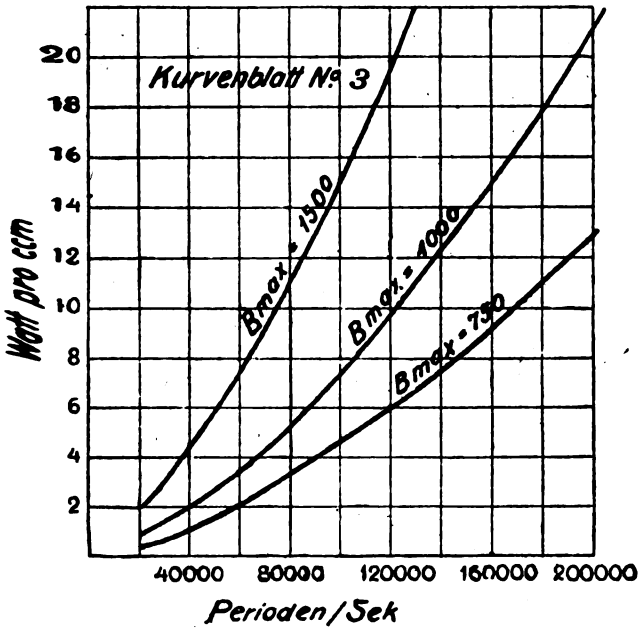
Alexanderson berechnet aus Tabelle 8 ein effektives μ und benutzt dieses zur Durchrechnung von Transformatoren für

60
1 740
10 000
50 000
100 000
200 000 Perioden

Digitized by Google

Der Transformator für 200 000 Perioden hat ein überraschend geringes Gewicht und hohen Wirkungsgrad, auch ist der Magnetisierungsstrom auffallend klein. Es ist bedauerlich, daß an der Zuverlässigkeit der Permeabilitätswerte die oben erwähnten Zweifel geltend gemacht werden müssen.

Eine weitere Arbeit, die sich ebenfalls mit der praktischen Verwendung des Eisens bei Hochfrequenz, speziell im Transformatorenbau beschäftigt, ist von Kühn[1]) in diesem Jahrbuch veröffentlicht worden.



Gleichfalls die Hochfrequenztransformatoren und zwar die Frequenzverdoppler behandelt Mendel Osnos[2]). Er befaßt sich im wesentlichen mit dem von Eppstein im Jahre 1902 zuerst angegebenen, später häufig nach Vallauri benannten Verfahren. Er macht nähere Angaben über die Gleichstrom- und Wechselstromamperewin-

1) L. Kühn, Berechnung und Konstruktion eisengeschlossener Transformatoren für ungedämpfte Hochfrequenzströme. Helios 1915, 33, 34, 35, 37. — Referat im Jahrbuch S. 133—197, 1917.

2) Elektrot. Zeitschr. S. 423—426, 1917.

Digitized by Google

Tabelle 3.

Messung der Hautwirkung.

Periodenzahl	Ampere	Volt	$\mathfrak{B}_{max.}\ 10^{-8}$	Eff. AW/cm
40 000	1,8	8,2	1,550	2,25
	1,66	7,4	1,440	2,05
	1,48	6,7	1,300	1,85
	1,28	5,2	1,010	1,6
60 000	2,02	12,8	1,650	2,53
	1,88	11,3	1,460	2,35
	1,74	10,2	1,320	2,18
	1,33	7,2	0,930	1,66
80 000	2,37	18,4	1,780	2,97
	2,14	15,3	1,480	2,68
	1,82	12,3	1,190	2,28
	1,48	9,2	0,890	1,85
100 000	2,46	20,4	1,580	3,08
	2,06	16,2	1,260	2,58
	1,64	11,5	0,890	2,05
	1,27	8,4	0,650	1,59
120 000	2,38	21,8	1,410	2,98
	2,14	18,0	1,160	2,68
	1,83	14,3	0,925	2,29
	1,38	10,2	0,660	1,73
	1,6	11,9	0,770	2,0
140 000	2,29	22,0	1,222	2,86
	1,94	17,3	0,960	2,43
	1,69	13,7	0,760	2,11
160 000	2,26	22,6	1,090	2,83
	2,00	19,0	0,920	2,5
	1,69	14,7	0,710	2,11
	1,37	11,3	0,550	1,7
180 000	2,32	24,8	1,070	2,9
	2,20	22,8	0,885	2,75
	1,91	18,4	0,790	2,39
	1,50	13,5	0,580	1,88
	1,25	10,5	0,450	1,56
200 000	2,34	26,1	1,010	2,93
	2,04	21,3	0,820	2,55
	1,67	16,4	0,635	2,09
	1,27	11,5	0,446	1,59

dungen bei Maximum des Sekundärfeldes und Minimum des primären Voltampereverbrauchs. Auch gibt er eine Methode an, um aus der

Digitized by Google

Magnetisierungskurve der betreffenden Blechsorte und der Summe der Gleich- und Wechselstromamperewindungen das maximale Sekundärfeld graphisch zu ermitteln.

In der neueren Zeit machte Mc. Lachlan[1]) Versuche über die Verluste in 0,33 mm dicken Platten. In Tabelle 4 sind seine Resultate wiedergegeben.

Tabelle 4.

scheinbar $\mathfrak{B}_{max.}$	scheinbar $\mathfrak{H}_{max.}$	scheinbar μ	Verlust in Watt kg	Frequenz
3200	25	130	57 000	$2{,}1 \times 10^5$
3500	21	170	48 000	$1{,}9 \times 10^5$
4300	17	250	44 000	$1{,}7 \times 10^5$

Wenn auch, wie wir gesehen haben, die wahre Permeabilität im Bereich der Frequenzen der drahtlosen Telegraphie gleich der statischen angesetzt werden kann, so ist andererseits die Frage nach der Permeabilität bei noch höheren Frequenzen bis hinauf zur Eigenschwingung der Moleküle von mehreren Forschern behandelt und führt zu anderem Ergebnis.

Arkadieff[2]) hat das Eisen im Bereich der Wellen zwischen 1 und 100 cm untersucht und hat die Resultate der Tabelle 5 erhalten. Er berechnet die Permeabilität aus dem Absorptionskoeffizienten für elektrische Wellen. Er findet mit Abnahme der Wellenlänge einen schnellen Abfall der Permeabilität. Die Extrapolation auf ganz kleine Wellenlängen von einigen Millimetern ergibt eine Permeabilität gleich eins.

Tabelle 5.

Drähte aus schwedischem Eisen.

$\Phi = 0{,}02$ mm. $\mathfrak{H}$ sehr schwach.

Wellenlänge in cm	μ
72,7	80
23,8	58
10,6	51
4,82	33
2,31	14,7
1,31	4,5

1) Electrician 75, S. 781—783, 1915.

2) J. d. russ. phys. chem. Ges. 44, Phys. T., S. 165—200, 1912. Über die Absorption elektrischer Wellen an zwei parallelen Drähten.

Digitized by Google

Weitere Berechnungen für diese hohen Frequenzen liegen von Drude, sowie von Rubens und Hagen vor. Für Wellenlängen von 10^{-3} bis 10^{-2} finden die letztgenannten Forscher für die Permeabilität eins.

Zusammenstellungen, wie sie Arkadief für die Permeabilität in Abhängigkeit von der Frequenz von den größten bis zu den kleinsten Wellenlängen gibt, haben leider gar keinen praktischen Wert, solange der bei den angeführten Untersuchungen mehr oder weniger große Einfluß der Hautwirkung vernachlässigt wird. Sie zeigen nur, daß auch in der jüngsten Zeit die Vorstellung von der magnetischen Hautwirkung noch nicht Allgemeingut aller Forscher geworden ist.

Zusammenstellung.

Es wird eine kritische Zusammenstellung der wichtigsten Arbeiten auf dem Gebiet des hochfrequenten Magnetismus gegeben. Es wird gezeigt, wie immer mehr die Theorie des Hauteffekts die alte Viskositätslehre verdrängt. Es wird auf die Lücken der heutigen Theorie erneut hingewiesen. Die experimentellen Arbeiten sind zur großen Mehrzahl, was die quantitativen Resultate anlangt, nicht einwandfrei und können daher nur mit Vorsicht benutzt werden. Vor wahllosen Zusammenstellungen von Effektivwerten der Permeabilität in Abhängigkeit von der Frequenz kann nicht genug gewarnt werden. In der Praxis hat andererseits das Eisen im Hochfrequenzmaschinenbau und Transformatorenbau seine Brauchbarkeit durchaus gezeigt, so daß es wünschenswert erscheint, daß die experimentelle und theoretische Forschung des hochfrequenten Magnetismus mit den technischen Erfolgen Schritt hält. Hinsichtlich der theoretisch interessanten Frage nach dem magnetischen Verhalten des Eisens im Bereich der Eigenschwingung der Moleküle wird darauf hingewiesen, daß nach den allerdings nicht sehr zahlreichen Arbeiten bei extrem hohen Frequenzen eine erhebliche Abnahme der wahren Permeabilität angenommen werden kann.

Digitized by Google

Die elektrostatische Deutung der kennzeichnenden Kurven bei den Verstärkerröhren.

(Auszug aus einer ausführlicheren Veröffentlichung in den Annalen der Physik.)

Von M. von Laue.

Einleitung.

Eine Verstärkerröhre der einfachsten Art, wie wir sie hier betrachten wollen, besteht bekanntlich im wesentlichen aus drei Elektroden; nämlich dem Glühfaden H, der Anode A und der Steuerelektrode G. Der Raum zwischen ihnen ist so gut wie vollkommen leer. Zwischen A und H liegt die (stets positive) Anodenspannung E_a, zwischen G und H die in allen hier zu betrachtenden Fällen negative

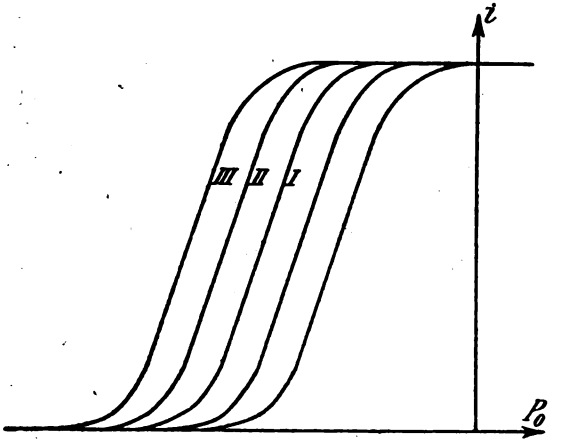


Fig. 1.

Gitterspannung E_g[1]). Eine kennzeichnende Kurve stellt den Strom von der Anode zum Glühfaden, I, als Funktion von E_g dar; sie verläuft ungefähr, wie Kurve I in Fig. 1. Dabei ist P_a als unveränderlich gedacht. Läßt man E_a wachsen, so verschiebt sich die kennzeichnende Kurve ohne wesentliche Formänderung mehr zu den negativen P_g hin, etwa in die Lagen II und III in Fig. 1. Dies Verhalten der kenn-

1) Wir schließen uns hier dem üblichen Sprachgebrauch an und nennen die Spannung der Steuerelektrode gegen den Glühdraht „Gitterspannung", auch wenn sie gar kein Gitter ist.

Digitized by Google

zeichnenden Kurven hat H. Barkhausen zur Grundlage seiner Theorie der Verstärkung genommen[1]). Wir wollen hier einen Schritt weiter zurückgehen, und das in Fig. 1 dargestellte Kurvenbild selbst erklären.

Dies gelingt uns auf Grund der reinen Elektrostatik, sofern wir die folgenden Annahmen zulassen:

1. Wir setzen die Elektronenabgabe des Glühdrahtes als so gering voraus, daß sich nirgends merkbare Raumladungen ausbilden.

2. Von dem Potentialabfall, der sich längs des stromdurchflossenen Glühdrahtes findet, sehen wir ab.

3. Wir betrachten die Röhre mit den drei Elektroden als unendlich lang in der Richtung des Glühfadens.

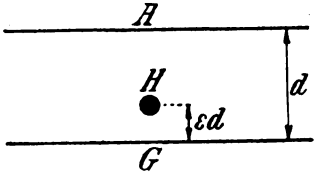


Fig. 2.

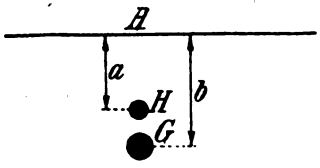


Fig. 3.

Annahme 3 ist bei den in der Technik gebrauchten Röhren wohl meist leidlich gerechtfertigt, insofern die Abmessungen in der genannten Richtung die anderen Abmessungen übertreffen. Dagegen weicht Voraussetzung 2 wohl immer recht weit von der Wirklichkeit ab; denn der Potentialabfall längs des Glühfadens ist wohl niemals klein gegen die Gitterspannung E_g und auch nicht immer klein gegen die Anodenspannung E_a. Deshalb wollen wir an Voraussetzung 1 keinen zu strengen Maßstab mehr legen. Sie träfe zu, fände sich der Glühfaden auf Gelb-, höchstens auf schwacher Weißglut. Bei den Temperaturen von über 2000° Cels., die er wohl zumeist hat, bilden sich aber gewiß Raumladungen aus, namentlich wenn die Elektronen noch nicht zur Anode abfließen können, also wenn $I = 0$ ist.

Bei diesen Abweichungen von den wirklichen Verhältnissen dürfen wir wohl keine Formeln verlangen, die sich an irgendwelchen Messungen zahlenmäßig bestätigen lassen. Nur der Art nach können wir die Form der kennzeichnenden Kurven und ihre Verschiebung bei veränderter Anodenspannung deuten. Es ist aber ganz bemerkenswert, daß wir zu dieser Deutung nur auf ein paar sehr allgemeine Eigen-

1) H. Barkhausen, „Die Vakuumröhre", Leipzig 1919, vgl. auch dies Jahrbuch 14, Heft 1.

Digitized by Google

schaften des elektrostatischen Feldes zurückzugreifen brauchen und doch Röhrenarten von recht verschiedener Bauart dabei betrachten können, nämlich erstens die von W. Wien angegebene Röhre, bei der die Steuerelektrode eine ebene, zur gleichfalls ebenen Anode parallele Platte ist (Fig. 2), zweitens eine Röhrenart, bei welcher die Steuerelektrode ein einfacher, zum Glühfaden paralleler Draht ist (Fig. 3), und drittens die Gitterröhre mit zylindrischer Anordnung. Bei letzterer bildet die Anode den Mantel eines Z linders, dessen Achse im Glühdraht liegt, während die Steuerelektrode auf einem engeren Kreiszylinder mit derselben Achse liegt. Und zwar können wir dabei die beiden in der Technik vorkommenden Fälle gleichmäßig behandeln, nämlich erstens, daß die Steuerelektrode aus einer Reihe zum Glühfaden paralleler Drähte besteht (Fig. 4), zweitens, daß ein einzelner, zu Schraubenlinie gewundener Draht das „Gitter" bildet.

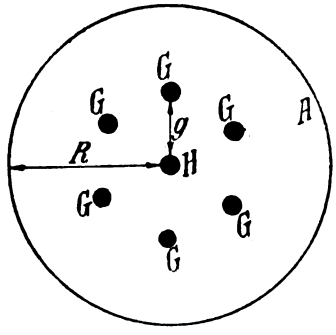


Fig. 4.

Die Erklärung für die kennzeichnenden Kurven, welche wir finden werden, beruht auf dem Dasein eines negativen Potentials, welches die Elektronen überwinden müssen, sollen sie vom Glühdraht zur Anode gelangen. Dazu befähigt sie ihre Austrittgeschwindigkeit beim Verlassen des Glühfadens. Von dem zurücktreibenden Einfluß anderer Elektronen in der Nähe dieses Fadens müssen wir gemäß Voraussetzung 1 absehen.

§ 1. Der Ansatz für die Potentialfunktion.

Alle genannten Röhrenarten haben die folgenden Züge gemeinsam: Erstens ist der Halbmesser r_0 des Glühfadens äußerst klein gegen die anderen Abmessungen, wie z. B. die Entfernungen der drei Elektroden voneinander. Danach ist die Flächendichte der auf ihm liegenden elektrischen Ladung in allen Punkten eines Kreises, dessen Ebene zur Fadenachse senkrecht steht, die gleiche. Zweitens aber kann sich diese Dichte nach den Voraussetzungen 2 und 3 auch dann nicht ändern, wenn wir uns auf dem Glühfaden in seiner Längsrichtung bewegen. Bei der Röhre nach W. Wien, der Röhre mit dem einzelnen Steuerdraht und der Röhre mit dem aus verschiedenen parallelen Drähten bestehenden Gitter sieht man dies sofort; denn bei ihnen spielt die

Digitized by Google

dritte zum Glühfaden parallele Koordinate unter den erwähnten Annahmen überhaupt keine Rolle. Diese Anordnungen sind zweidimensional, und dasselbe muß also von der zugehörigen Potentialfunktion und den Ladungsdichten gelten. Besteht das Gitter aber aus einem zur Schraube gewundenen Draht, so spielt die dritte Koordinate wohl eine Rolle, aber da der Glühfaden in der Schraubenachse liegt, hat doch jeder Punkt auf ihm zum Gitter und ebenso natürlich zur Anode dieselbe Lage. Dies genügt aber, um für die Potentialfunktion φ den Ansatz zu rechtfertigen:

$$\varphi = A \log \frac{r}{r_0} + u \qquad (1)$$

r bedeutet dabei den Abstand des Aufpunktes von der Achse des Glühfadens, und u ist eine der Potentialgleichung $\Delta \varphi = 0$ genügende, in der Umgebung des Drahtes endliche und stetige Funktion. $A \log (r/r_0)$ genügt derselben Differentialgleichung — dasselbe gilt also auch von φ — und gibt in bekannter Weise das Verhalten des Potentiales in der Nähe eines geraden Drahtes an. Dessen elektrische Ladung pro Längeneinheit beträgt im elektrostatischen Maßsystem $-\frac{1}{2} A$.

Diese Ladung läßt sich nach einem allgemeinen Satze der Elektrostatik darstellen als lineare Funktion der Potentialunterschiede E_a und E_g, sofern das elektrische Feld weder ins Unendliche reicht noch andere Leiter als die drei genannten Elektroden an ihm beteiligt sind. Diese Voraussetzung erfüllen die Gitterröhren und die nach W. Wien, wenn wir sie gemäß Annahme 8 als unendlich lang annehmen. Sie ist bei der Röhre mit dem Steuerdraht allerdings nicht erfüllt; befindet sich aber die weitere Umgebung (mathematisch gesprochen, das Unendliche) auf demselben Potential wie die Anode, so können wir es mit zur Anode rechnen und es gilt dieser Satz auch für sie. Es ist also

$$-\frac{1}{2} A = \alpha E_a + \gamma E_g \qquad (2)$$

und zwar sind die Faktoren dieser linearen Funktion als elektrostatische Induktionskoeffizienten pro Längeneinheit[1]) stets negativ[2]). Unser Koeffizient A in Gleichung (1) ist also eine lineare Funktion von E_a und E_g mit stets positiven Koeffizienten.

1) Auch „Teilkapazitäten" genannt.

2) Vgl. z. B. E. Cohn, das elektromagnetische Feld, Leipzig 1900, §§ 8 und 9.

Digitized by Google

§ 2. Die Sattelpunkte des Potentials.

Wir wollen nun beweisen, daß die Potentialfunktion in den hier betrachteten Fällen stets einen oder mehrere Sattelpunkte haben muß. Wir verstehen darunter Punkte, in welchen die Feldstärke den Betrag Null hat. Da dann die ersten Differentialquotienten der Potentialfunktion φ verschwinden, muß die Taylorsche Entwicklung von φ von einem Sattelpunkte aus mit quadratischen oder höheren Gliedern beginnen. Wir brauchen hier nur den Fall ins Auge zu fassen, daß sie mit den quadratischen Größen beginnt, und können also bei passender Wahl der Koordinatenrichtungen

$$\varphi = a x^2 + b y^2 \tag{3}$$

setzen, müssen aber wegen $\Delta\varphi = 0$ $b = -a$ wählen; die dritte Koordinate kommt in den oben als zweidimensional dargelegten Fällen nicht vor; bei der Anordnung mit dem schraubenförmigen Gitter wäre das zwar etwas anderes, doch können wir dies für den Augenblick aus der Betrachtung ausschalten[1]). Jedenfalls schließt man aus Gleichung (3) leicht in bekannter Art, daß die Potentialhöhenlinien in der Nähe des Sattelpunktes gleichseitige Hyperbeln sind, bis auf eine, die aus den Geraden $x = +y$ und $x = -y$ besteht und sich im Sattelpunkt selbst schneidet; daß ferner die Kraftlinien als orthogonale Trajektorien der Höhenlinien ebenfalls gleichseitige Hyperbeln darstellen, aber gegen die Schar der ersteren um 45° gedreht sind. In Fig. 5 sind die Höhenlinien gestrichelt, die Kraftlinien ausgezogen; die Pfeile geben die Richtung der Feldstärke an. Man erkennt daran, daß sich in einem Sattelpunkt jedesmal zwei Stränge von Kraftlinien teilen, nämlich etwa die von G und R kommenden Stränge in die nach P und Q weiterführenden. Und umgekehrt — das gilt auch für drei-

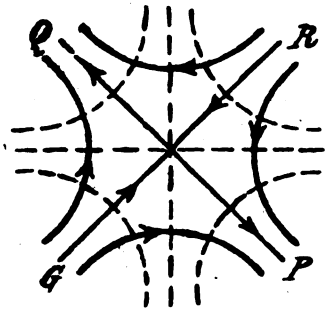


Fig. 5.

[1]) In allen hier vorkommenden Fällen hat das Potential einen Sattelwert eigentlich nicht in gewissen Punkten, sondern in ganzen Linien, die in den zweidimensionalen Fällen natürlich Gerade sind. Bei der Anordnung mit dem schraubenförmigen Gitter ist dies ebenfalls eine Schraube. Wählt man die Normalebene dieser Kurve als xy-Ebene, so gilt das im Text Gesagte ohne Abänderung.

Digitized by Google

dimensionale Fälle, also für die Röhre mit schraubenförmigem Gitter — muß immer, wenn sich ein Strang von Kraftlinien teilen soll, ein Sattelpunkt auftreten; denn im Teilungspunkt ist notwendig die Richtung der Feldstärke unbestimmt, also ihr Betrag Null.

Um den angestrebten Beweis zu führen, nehmen wir zunächst A als positiv an. Dann ist die Ladung des Glühfadens negativ und alle von ihm ausgehenden Kraftlinien müssen zu höheren Potentialen führen, als es das des Fadens ist. D. h. sie müssen an der Anode endigen, da die Steuerelektrode ein tieferes Potential hat als der Faden, und sie auch nicht ins Unendliche führen können. Andererseits können diese Kraftlinien nicht den ganzen Raum einnehmen, der dem Feld zur Verfügung steht; denn es gibt auch solche Kraftlinien, die sich von der Steuerelektrode zur Anode hinüberspannen, da doch erstere auch Ladungen (und zwar negative) trägt. Da aber die erstgenannte Schar vom Glühfaden nach allen Richtungen ausgehen — weil nämlich die Ladung gleichmäßig über seine Oberfläche verteilt ist — muß sich ihr Strang in einem oder mehreren Punkten teilen, und dies sind nach dem oben Gesagten notwendigerweise Sattelpunkte.

Ist dagegen A negativ, so ist die Ladung des Glühfadens positiv, und die Kraftlinien, die auf ihm endigen, müssen alle von der Steuerelektrode herkommen; denn da sie alle, wenn man sie vom Glühfaden her verfolgt, zu tieferen Potentialen führen müssen, kann keine zur Anode gelangen. Auch hier gibt es aber Kraftlinien, die sich zwischen Steuerelektrode und Anode ausspannen; also müssen auch in diesem Falle Sattelpunkte da sein.

§ 3. Die Darstellung des Feldes durch Höhenlinien.

Wir wollen uns diese Einsicht durch ein paar Figuren veranschaulichen. Für die Wiensche Röhre stellen die zahlenmäßig durchgerechneten Figuren 6 und 7 die Höhenlinien dar, und zwar ist in Fig. 6 A positiv, in Fig. 7 aber negativ. Daß hier jedesmal nur ein Sattelpunkt auftritt, macht man sich an der Spiegelungssymmetrie der Anordnung klar. Denkt man sich die Kraftlinien eingezeichnet, welche vom Glühfaden ausgehen, so teilen sie sich im Sattelpunkt in zwei Stränge und führen entweder (Fig. 6) zur Anode oder (Fig. 7) zur Steuerelektrode. Dasselbe gilt für Fig. 8, welche für die Röhre mit dem einzelnen Steuerdraht und für ein positives A zahlenmäßig berechnet ist. Für die Gitterröhre, bei welcher eine Reihe paralleler Drähte das Gitter bilden, gilt die Fig. 9, welche aber im Gegensatz zu den eben genannten nicht zahlenmäßig durchgerechnet ist, sondern nur die Lage

Digitized by Google

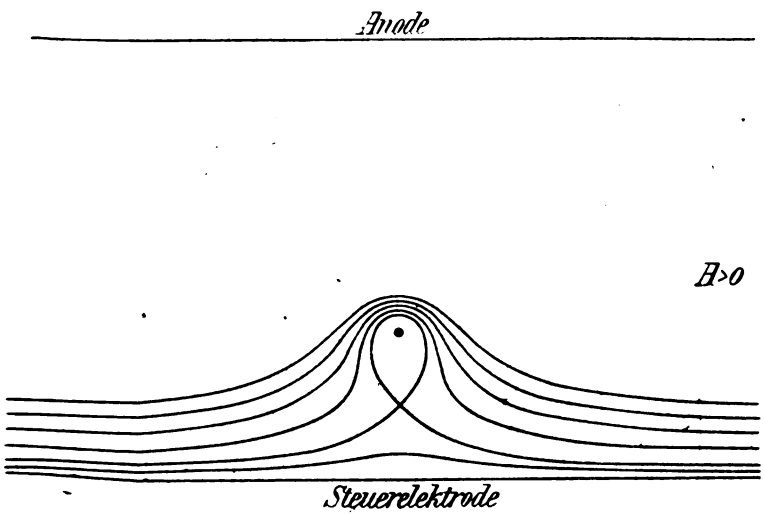


Fig. 6.

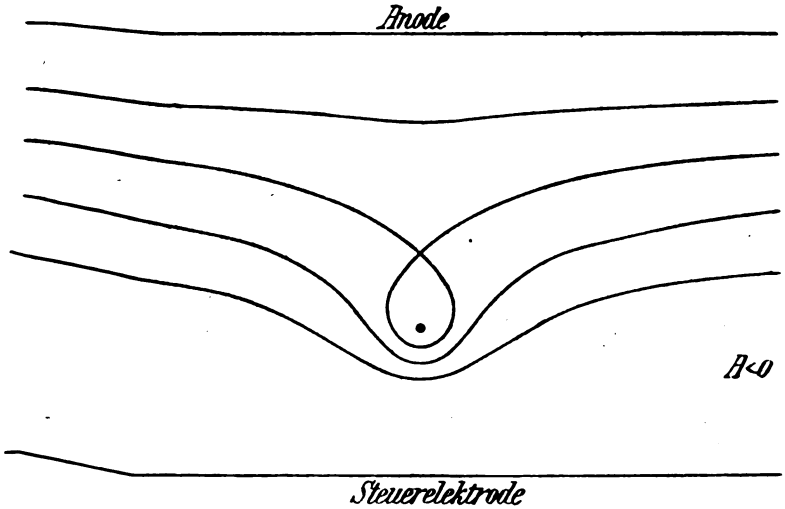


Fig. 7.

der Sattelpunkte und die Zusammenhangsverhältnisse der Höhenlinien richtig wiedergeben soll. Ihre linke Hälfte bezieht sich auf ein positives A. Es gibt in ihr — das folgt wiederum aus den Symmetrieverhältnissen — ebenso viele Sattelpunkte wie Gitterdrähte und jene

Digitized by Google

liegen auf denselben Radien der Figur wie diese. Man erkennt auch hier, daß der ganze Kraftfluß von dem Glühfaden unter Vermeidung des Gitters zur Anode abströmt. Dazu muß er sich aber in den Sattelpunkten in je zwei Stränge teilen. Die rechte Hälfte derselben Figur veranschaulicht den Fall, daß A negativ ist. Die Zahl der Sattelpunkte ist hier die gleiche wie soeben, nur halbieren die Radien,

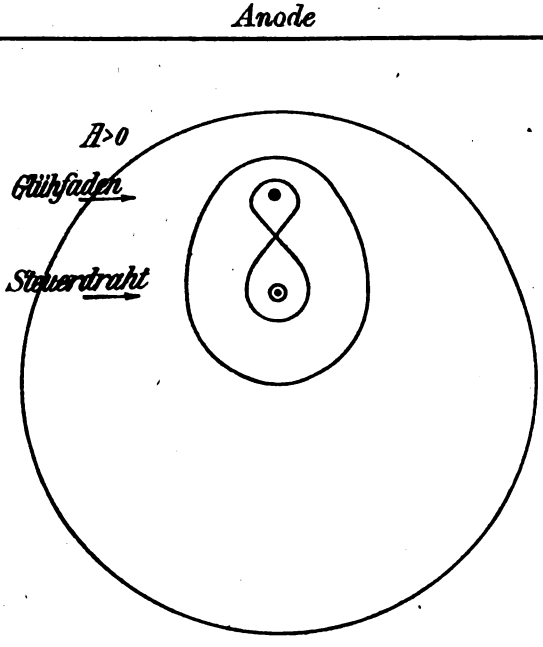


Fig. 8.

auf denen sie liegen, die Winkel zwischen den zu den Gitterdrähten führenden Radien. Hier gehen alle Kraftlinien, die auf dem Glühfaden aufsitzen, zum Gitter und teilen sich zu diesem Behufe in den Sattelpunkten.

Ganz ähnliche Verhältnisse treten nun auf, wenn sich der Gitterdraht zur Schraube windet. Die Fig. 10 und 11 geben für diese Art von Röhren Schnitte, welche den Glühfaden H enthalten. In den beiderseits des Glühfadens gezeichneten Punkten durchstößt die Schraubenlinie des Drahtes die Zeichenebene, und auch die Sattelpunkte, welche sich hier zeigen, sind nur die Durchstoßpunkte einer und derselben Schraubenlinie, auf der das Potential einen Sattelwert hat. Die — auch hier nicht zahlenmäßig berechneten — Höhenlinien

Digitized by Google

zeigen trotz aller Unterschiede ähnlichen Verlauf wie in den beiden Hälften von Fig. 9. Ist wie in Fig. 10 A positiv, so haben alle Kraftlinien, die auf dem Glühfaden ein Ende haben, das andere auf der Anode; in Fig. 11 hingegen, die den Fall eines negativen A darstellt, führen diese alle zur Steuerelektrode.

§ 4. Der Sattelwert des Potentials.

Wir fragen nun nach dem Abstande r' der Sattelpunkte vom Glühfaden; auch bei der Mehrzahl unzusammenhängender Sattelpunkte, welche in Fig. 9 auftreten, gibt es aus Symmetriegründen nur einen solchen Abstand. Nun kommen die Sattelpunkte so zustande, daß sich in ihnen die vom Summanden $A \cdot \log (r/r_0)$ in Gleichung (1) herrührende Feldstärke aufhebt gegen diejenige, die sich aus dem zweiten Summanden u allein berechnet. Je größer A dem absoluten Wert nach ist, um so größer ist in einem vorgegebenen Abstande vom Glühdraht der erstgenannte Anteil der Feldstärke. So versteht man, daß mit wachsendem Absolutwert $|A|$ auch r' zunehmen muß. In der Tat zeigen die für Wiensche Röhre und für die mit dem einzelnen Gitterdraht gültigen Formeln bei kleinem $|A|$ Proportionalität zwischen $|A|$ und r'. Bei der Anordnung nach Fig. 4 oder 9 ist es etwas anders. Je höher nämlich die Zahl m der Gitterstäbe, um so mehr stimmt r' mit dem Halbmesser g des Gitterzylinders überein; nimmt $|A|$ ab, so wird r' zwar auch kleiner, aber nur wie die m-te Wurzel aus $|A|$. Immerhin müßte in allen Fällen r' nach Gleichung (1) zugleich mit A verschwinden, wenn wir diese Gleichung überhaupt auf diesen äußersten Fall anwenden dürften. Das ist aber unzulässig. Wir haben Gleichung (1) doch aus dem Gedanken heraus angesetzt, daß in der Nähe des Glühfadens der erste Summand der beherrschende ist. Wir verstoßen gegen ihn, wenn wir $|A|$ zu klein werden lassen, und dieser innere Widerspruch zeigt sich dann sogleich in dem zu geringen Abstande des Sattelpunktes vom Glühfaden. Denn der Kreis

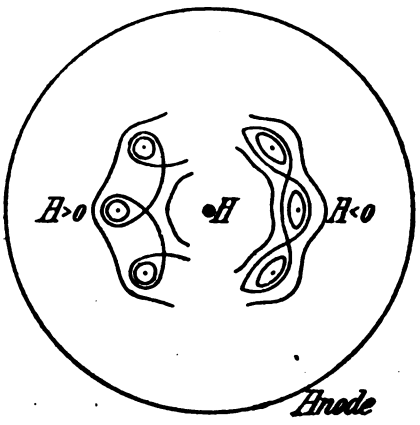


Fig. 9.

Digitized by Google

$r = r_0$, d. h. die Oberfläche des Glühfadens, soll doch Potentialhöhenlinie sein. In der Nähe des Sattelpunktes gibt es aber keine kreisförmigen Höhenlinien. Wir dürfen also Gleichung (1) anwenden auf positive und auf negative Werte von A. die absolut genommen nicht zu klein sind.

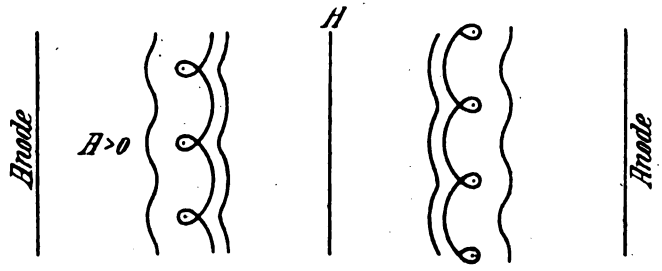


Fig. 10.

In der Nähe von $A = 0$ aber bleibt eine Lücke, welche uns freilich im folgenden nicht stören wird.

Wir fragen weiter nach dem im Sattelpunkt liegenden Wert des Potentials; auch hier überzeugen wir uns zunächst, daß es auch

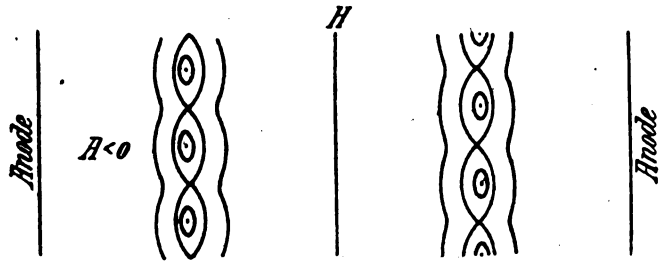


Fig. 11.

bei den verschiedenen, getrennten Sattelpunkten der Fig. 9 aus Symmetriegründen nur einen Sattelwert φ' gibt. Der erste Summand der Gleichung (1) liefert zu φ' den Beitrag $A \cdot \log(r'/r_0)$. Was der zweite Summand, u, hinzufügt, läßt sich freilich nicht so leicht berechnen, wohl aber abschätzen. Auf dem Glühfaden selbst herrscht nach unseren Voraussetzungen das Potential Null. Infolgedessen ist für $r = 0$ auch $u = 0$; denn auf dem Kreise $r = r_0$ gilt wegen der Kleinheit von r_0 und der geringen Veränderlichkeit von u dann dasselbe, wenigstens mit großer Annäherung. Begeben wir uns von dort zum Sattelpunkt, so wächst u seinem absoluten Wert nach höchstens wie r

Digitized by Google

selbst; bei der Anordnung nach Fig. 4 und 9 allerdings aus Symmetriegründen nur wie r^m. Das bedeutet aber nach dem letzten Absatz, daß u im Sattelpunkt zu $|A|$ proportional, also gleich $-\beta A$ ist. β ist dabei eine reine Zahl, die gegen 1 keinesfalls groß ist, denn u soll sich ja in der Nähe des Glühfadens nur langsam verändern. Außerdem ist β stets positiv; denn ist A positiv, so liefert der Term $A \cdot \log(r/r_0)$ im Sattelpunkt eine zum Glühfaden hin gerichtete Feldstärke, u muß also eine Feldstärke von der entgegengesetzten Richtung hervorrufen, d. h. längs der Linie Glühfaden—Sattelpunkt mit wachsendem Abstande vom Glühfaden abnehmen. Und ist A negativ, so muß u aus dem entsprechenden Grunde auf dieser Linie wachsen. Wir erhalten also für den Sattelwert des Potentials in allen Fällen einen Ausdruck von der Form

$$\varphi' = A\left(-\beta + \log\frac{r'}{r_0}\right) \tag{4}$$

Wegen der Kleinheit von r_0 gegen r' ist hier der Faktor von A positiv. (Aus den Formeln ergibt sich für die Wiensche Röhre $\beta = 1$, für die Röhre mit dem einzelnen Steuerdraht $\beta = 2$ und für die Gitterröhre nach Fig. 4 $\beta = 1/m$.)

§ 5. Die kennzeichnenden Kurven.

Nach diesen Betrachtungen über das elektrostatische Feld in den Röhren ist die Deutung der kennzeichnenden Kurven ein Leichtes. Nehmen wir zunächst A als positiv an. Dann führen nach dem obigen vom Glühfaden alle Kraftlinien zur Anode. Ein Elektron, das der Glühfaden aussendet, findet auf dem Wege zur Anode kein Hindernis, im Gegenteil, das Feld beschleunigt es in dieser Richtung und so muß es — von gegenseitiger Beeinflussung der Elektronen sehen wir nach Annahme 1 ab — unter allen Umständen dorthin gelangen. Der Strom I von der Anode zum Glühfaden hat also seinen Sättigungswert. Nun läßt sich ein positives A immer dadurch erreichen, daß wir die Gitterspannung E_g dem absoluten Wert nach hinreichend klein machen. Denn nach dem Satz über die Abhängigkeit des A von E_a und E_g auf Seite 246 [siehe auch Gleichung (2)] wird dann der notwendig positive, das positive E_a enthaltende Summand in der linearen Funktion von E_a und E_g überwiegen. Somit ist erklärt, weshalb der Strom I bei hinreichend kleinem negativen Wert von E_g zum Sättigungsstrom wird.

Ist dagegen A negativ, so führen nach dem obigen alle auf ihm aufsitzenden Kraftlinien zur Steuerelektrode. In ihrem Bereiche wird

Digitized by Google

ein Elektron immer wieder zum Glühdraht zurückgetrieben. Dagegen gelangt es mit Sicherheit zur Anode, wenn es einmal in den Bereich der von der Steuerelektrode zur Anode führenden Kraftlinien gekommen ist. Die Grenze beider Bereiche bildet die Kraftlinie, welche von der Steuerelektrode zu einem Sattelpunkt hinführt; sie kann aus einem oder aus mehreren Teilen bestehen. Jedenfalls verläuft sie durchweg auf negativen Potentialwerten, denn selbst das höchste Potential auf ihr, der Sattelwert φ', ist nach Gleichung (4) in diesem Falle negativ.[1]) Ein vom Glühdraht herkommendes Elektron muß also, um zur Anode durchzukommen, zunächst einmal gegen ein sinkendes Potential anlaufen. Die Anfangsgeschwindigkeit beim Verlassen des Drahtes, die eine Folge der Wärmebewegung im Drahte ist, befähigt es dazu, sofern sie eine hinreichende Größe und eine passende Richtung hat. Am leichtesten gelingt der Übergang über die Grenzkraftlinie jedenfalls in einem Sattelpunkt, da dort, wie erwähnt, von allen Grenzpotentialen das höchste liegt. Ist auch dies noch für alle Elektronen zu tief, so gelangt kein Elektron zur Anode, der Strom I ist Null. Nun läßt sich nach dem Satze von Seite 246 A und deshalb nach Gleichung (4) φ' immer hinreichend tief senken, indem wir das Steuerpotential E_g hinreichend groß negativ wählen. Wir verstehen somit, weshalb die kennzeichnenden Kurven für ein genügend großes, aber endliches, negatives Steuerpotential auf Null herunter gehen.

Heben wir, von einem derartigen Wert ausgehend, E_g und damit φ', so öffnet sich den Elektronen zunächst bei dem oder den Sattelpunkten ein schmaler Paß, über den hinweg sie bei passender Größe und geeigneter Richtung ihrer Anfangsgeschwindigkeit zur Anode kommen können. Die Gelegenheit dazu verbessert sich, wenn E_g und φ' weiter steigen. Mit ansteigender Gitterspannung muß also der Strom I stets wachsen, bis schließlich die Sättigung erreicht ist. Den Übergang zu letzterer können wir freilich mit unseren Formeln nicht darstellen; es bleibt da immer die Lücke in der Umgebung von $A = 0$, auf die wir schon hingewiesen haben. Doch übersieht man, auch ohne sie auszufüllen, daß der letzte Satz dort keine Ausnahme erleiden kann.

Dies alles gilt für Veränderungen von E_g, bei denen E_a, die Anodenspannung, unverändert bleibt. Nun haben wir hier den Strom I als Funktion des Sattelpotentials φ' aufgefaßt, also nach Gleichung (4)

1) Weil der Faktor A, wie schon oben bemerkt, positiv ist.

Digitized by Google

als Funktion von A; und A ist nach Seite 246 eine lineare Funktion von E_a und E_g. Also ist auch I nicht von E_a und E_g einzeln, sondern von einer linearen Kombination $E_g + D E_a$ abhängig; und der Faktor D, den wir nach Barkhausen als „Durchgriff" bezeichnen wollen, ist als Quotient $\alpha : \gamma$ der beiden negativen Induktionskoeffizienten α und γ in Gleichung (2) notwendig positiv. Mit wachsendem Anodenpotential muß sich somit die kennzeichnende Kurve ohne Gestaltänderung in der Richtung der abnehmenden Steuerpotentiale verschieben. Der Durchgriff aber ist gleich dem Induktionskoeffizienten des Glühfadens gegen die Anode dividiert durch dessen Induktionskoeffizienten gegen die Steuerelektrode.

Damit haben wir die allen Röhrenformen gemeinsamen Eigentümlichkeiten der kennzeichnenden Kurven erklärt, ohne — wir betonen das nochmals — auf die Besonderheiten der vier oben geschilderten Röhrenarten einzugehen. Freilich gibt es noch andere Bauarten, auf die unsere Überlegungen nicht ohne weiteres passen. Doch können wir noch den Satz hinzufügen: Bei allen Anordnungen, bei denen sich das elektrische Feld in Richtung der einen Koordinate nicht ändert (also „zweidimensional" ist), und bei denen man den Glühfaden als unendlich dünn betrachten kann, müssen sich die kennzeichnenden Kurven gleichartig verhalten. Denn diese Bedingungen genügen zur Rechtfertigung des Ansatzes (1), auf dem — abgesehen von dem allgemeinen, in (2) ausgesprochenen Satze der Elektrostatik — alle unsere Ausführungen beruhen.

Wir wollen aber die Gründe noch aussprechen, aus denen wir sie notwendig gebrauchen. Ist das Feld nicht zweidimensional, so kann sich auch bei einem unendlich dünnen Glühfaden die Ladung nach seiner Längsrichtung verschieden verteilen, ja sie kann an einer Stelle positiv, an einer anderen negativ sein. Dann kommen wir mit Gleichung (1) nicht aus. Ist hingegen das Feld zwar zweidimensional, aber der Glühfaden nicht mehr als unendlich dünn zu betrachten, so wird sich die Ladung auf den Kreisen, die durch einen Querschnitt aus ihm entstehen, nicht mehr gleichmäßig verteilen, sie kann auf ihnen selbst ihr Vorzeichen wechseln. Auch das gibt der Ansatz (1) nicht wieder. Die Kraftlinien gehen dann nicht mehr nach allen Richtungen gleichmäßig vom Glühfaden aus, sie führen auch nicht mehr einheitlich entweder zur Steuerelektrode oder zur Anode, es braucht sich deshalb auch kein Sattelpunkt mehr in der Umgebung des Fadens zu finden, sondern solche Punkte liegen auf seiner Oberfläche, nämlich dort, wo

Digitized by Google

seine Ladung ihr Zeichen wechselt. Das sind weit verwickeltere Verhältnisse, als wir sie hier betrachten wollten. Doch wollen wir nochmals betonen, daß die zylindrische Röhre mit dem schraubenförmigen Draht als Gitter hier durchaus mit in Betracht gezogen werden darf.

§ 6. Die Unterschiede der verschiedenen Röhrenarten.

Wir haben bisher von den auf die Längeneinheit bezogenen Induktionskoeffizienten α und γ in Gleichung (2) nur im allgemeinen gesprochen, ohne für irgend einen Fall ihre Werte anzugeben Und wir wissen doch, daß sie sich aus der Gestalt und der gegenseitigen Lage der drei hier auftretenden Elektroden berechnen lassen müssen. Freilich gibt es zur Durchführung dieser Berechnung nur ein theoretisches Mittel: man muß die entsprechende Potentialaufgabe lösen. Dies gelingt nun leicht für die Wiensche Röhre, für die mit dem einzelnen Steuerdraht und für die Gitterröhre nach Fig. 4. Wir wollen hier die Werte von α und γ für diese Röhrenarten angeben.

Bei der Wienschen Röhre nennen wir den Abstand der beiden planparallelen Elektroden d, den Abstand des Glühfadens von der Steuerelektrode εd (vgl. Fig. 2); dann ist

$$\alpha = \frac{-\frac{1}{2}\varepsilon}{\log\left(\frac{2d\sin\varepsilon\pi}{\pi r_0}\right)}, \qquad \gamma = \frac{-\frac{1}{2}(1-\varepsilon)}{\log\left(\frac{2d\sin\varepsilon\pi}{\pi r_0}\right)} \tag{5}$$

Bei der Röhre mit dem einzelnen Steuerdraht bezeichnen wir dessen Halbmesser mit ϱ, seinen Abstand von der ebenen Anode mit b, den Abstand des Glühfadens von der Anode mit a (vgl. Fig. 3); wie r_0 soll auch ϱ gegen die anderen Abmessungen sehr klein sein. Dann wird:

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \frac{-\frac{1}{2}\log\frac{2b(b-a)}{\varrho(b+a)}}{\log\frac{2a}{r_0}\cdot\log\frac{2b}{\varrho} - \left(\log\frac{b-a}{b+a}\right)^2}, \\ \gamma &= \frac{-\frac{1}{2}\log\frac{b+a}{b-a}}{\log\frac{2a}{r_0}\log\frac{2b}{\varrho} - \log\left(\frac{b-a}{b+a}\right)^2}. \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Auch bei der Gitterröhre nach Fig. 4 soll ϱ, der Halbmesser eines Gitterdrahtes, gegen die anderen Längen klein sein. Den Halbmesser

Digitized by Google

des Gitterkreises haben wir schon oben mit g bezeichnet und die Zahl der Gitterdrähte mit m; jetzt führen wir noch den Halbmesser R der Anode ein (vgl. Fig. 4). Die Ausdrücke für die Induktionskoeffizienten werden wenig übersichtlich, wenn man nicht g^{2m} gegen R^{2m} vernachlässigt. Das dürfte in allen vorkommenden Fällen zulässig sein; denn ist m nur gleich 4, und ist $g = \frac{1}{2} R$, so ist schon

$$\left(\frac{g}{R}\right)^{2m} = \frac{1}{256}$$

Dann lauten die Formeln:

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \frac{-\frac{1}{2}\,\frac{\log \frac{g}{m\varrho}}{m \log \frac{R}{g}}}{\log \frac{R}{r_0}\,\frac{\log \frac{g}{m\varrho}}{m \log \frac{R}{g}} + \log \frac{g}{r_0}} \\ \gamma &= \frac{-\frac{1}{2}}{\log \frac{R}{r_0}\,\frac{\log \frac{g}{m\varrho}}{m \log \frac{R}{g}} + \log \frac{g}{r_0}} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Alle hier auftretenden Logarithmen (sie sind alle auf die Basis e bezogen) sind positiv, da ihre Argumente größer sind als 1. Diejenigen unter ihnen, welche r_0 oder ϱ im Argument enthalten, sind nach unseren Voraussetzungen über diese beiden Halbmesser sogar große Zahlen, wir wollen sagen: große Zahlen erster Ordnung. Diese Aussage gilt auch von $\log (g/m\varrho)$; denn ist ϱ klein gegenüber der Entfernung zweier Gitterdrähte, so ist der Umfang $2\pi g$ des Gitterkreises groß gegen die Summe $2m\varrho$ aus den Durchmessern aller Gitterdrähte. Dennoch werden wir in Gleichung (7)

$$\frac{\log \frac{g}{m\varrho}}{m \log \frac{R}{g}}$$

Digitized by Google

nur als mäßig große Zahl ansehen können, denn wenngleich R und g von derselben Größenordnung sind, so wird doch $(R/g)^m$ eine große Zahl sein. Im Nenner von Gleichung (6) aber können wir den zweiten Summanden gegenüber dem ersten vernachlässigen.

Man strebt nun beim Bau von Verstärkerröhren die kennzeichnenden Kurven in ihren mittleren, von der Stromlosigkeit und der Sättigung gleich weit entfernten Teilen recht steil zu machen; denn es ist ein Vorteil, wenn schon kleinen Änderungen der Gitterspannung E_g ein erhebliches Schwanken des Stromes I entspricht. Es dient diesem Zweck, wenn der Induktionskoeffizient γ des Glühfadens gegen die Steuerelektrode groß ist. Denn dann bedingt eine kleine Schwankung von E_g schon eine erhebliche von A, und diese überträgt sich weiter auf die Sattelspannung φ', die nach unserer Anschauung den Strom I bestimmt. Vergleichen wir die Formeln (5), (6) und (7) unter diesem Gesichtspunkt.

Dabei fällt uns sogleich auf, daß nach (6) γ für die Röhre mit dem einzelnen Steuerdraht klein von der zweiten Ordnung ist, nach (5) und (7) aber für die beiden anderen Röhren nur von der ersten. Auch wenn man $b - a$ innerhalb der in Betracht kommenden Grenzen gegen $b + a$ verkleinert, kann man daran wohl nichts ändern; und dies gilt um so mehr, als wir später einen ungünstigen Einfluß solcher Verkleinerung kennen lernen werden. Bei der Röhre nach W. Wien verbessert man die Verhältnisse, indem man den Abstand des Glühfadens von der Steuerplatte, also die Zahl a, möglichst herabsetzt. Bei der Gitterröhre wirkt eine Vergrößerung der Zahl m der Gitterdrähte im gleichen Sinn.

Aber da I eine Funktion des Sattelpotentiales φ', nicht aber von A unmittelbar ist, kommt es ebenso wie auf den Koeffizienten γ noch auf den Faktor an, welcher φ' mit A verbindet. Nun gilt die Gleichung

$$\varphi' = A\left(-1 + \log\frac{|A|}{Br_0}\right) \text{ für die Röhre nach W. Wien,}$$

$$\varphi' = A\left(-2 + \log\frac{b^3 - a^2}{2br_0}\frac{|A|}{B}\right) \text{ für die Röhre mit dem Steuerdraht,}$$

$$\varphi' = A\left(-\frac{1}{m} + \log\left(\frac{g}{r_0}\sqrt[m]{\frac{1}{m}\frac{|A|}{B}}\right)\right) \text{ für die Gitterröhre.}$$

Hieran bestätigt man zunächst, daß bei der zweiten der genannten Röhrenarten der Faktor von A mit einer Verringerung von $b - a$ abnimmt, wie wir das schon soeben angekündigt haben. Sodann offen-

Digitized by Google

bart sich ein besonderer Vorzug der Gitterröhren. Ist nämlich A/B eine kleine Zahl, so ist $\sqrt[m]{\frac{|A|}{B}}$ sehr viel größer als A/B selbst, also wird dieser Faktor bei der Gitterröhre die bei den anderen gültigen Faktoren um so mehr übertreffen, als das negative Glied in ihm wesentlich kleiner ist als bei den anderen.

Danach sähe es also so aus, als müßte die Gitterröhre die günstigste sein. Doch ist dieser Schluß mit Vorsicht aufzunehmen, da doch — ganz abgesehen von den drei mit der Wirklichkeit nur wenig übereinstimmenden Voraussetzungen der Einleitung — I nicht in allen Fällen dieselbe Funktion von φ' zu sein braucht. Zwei Erfahrungsergebnisse stimmen jedenfalls mit unseren Ausführungen überein. Erstens ist die Röhre mit dem einzelnen Steuerdraht wirklich wenig brauchbar, andererseits verbessert bei der Wienschen Röhre tatsächlich die Annäherung des Glühfadens an die Steuerplatte ihre Leistungen.

Die Spule im Strahlungsfelde, verglichen mit der Antenne.

Von **Max Abraham.**

Als ich zu Beginn des Jahres 1918 als wissenschaftlicher Beirat in die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie eintrat, legte mir Herr Ingenieur O. Betz folgende Fragen vor:

1. Welche Energie kann eine Empfangsspule im günstigsten Falle dem Felde einer ungedämpften Welle entziehen? Ist diese Energie größer als diejenige, welche eine Empfangsantenne höchstens absorbieren kann?
2. Wie erklärt es sich, daß die Spule gegenüber gewissen Luftstörungen unempfindlicher ist, als die Antenne?

Wie sich in III. aus dem Werte des Strahlungswiderstandes der Spule ergibt, beantwortet sich die erste Frage folgendermaßen:

Der Höchstwert der Energie, welchen die Spule einer ungedämpften Welle entziehen kann, ist gleich dem von Rüdenberg[1]) gefundenen Höchstwerte der von einer Antenne absorbierten Energie; dieser Höchstwert ist bei der Spule, wie bei der Antenne, von den Konstanten des Empfängers unabhängig.

1) R. Rüdenberg, Ann. d. Phys. **25**, 455, 1908.

Digitized by Google

Aus den Schwingungsgleichungen I. der Spule und der Antenne geht hervor, daß die Spule, verglichen mit der Antenne, stärker auf diejenigen Wellen bzw. Störungen anspricht, deren Feldstärke rascher mit der Zeit wechselt, d. h. welche größere Frequenz bzw. Dämpfungskonstante besitzen. So erklärt es sich, daß Luftstörungen, die verhältnismäßig langsam mit der Zeit abklingen, den Empfang durch die Spule weniger beeinträchtigen, als den Empfang durch die Antenne (vgl. IV., V.).

Dies scheint mir eine befriedigende Antwort auf die zweite Frage zu sein.

Inhaltsübersicht.

I. Die Schwingungsgleichung.
II. Ungedämpfte Wellen.
III. Der Strahlungswiderstand der Spule.
IV. Aperiodische Störungen.
V. Störungsfreiheit der Spule und der Antenne.

Bezeichnungen.

E, H = Elektrische und magnetische Feldstärke, elm. gemessen.
$c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec, Lichtgeschwindigkeit.
a = Anfangsamplitude einer aperiodischen Störungswelle.
r = Dämpfungskonstante der aperiodischen Störung.
b = Amplitude einer ungedämpften Welle.
λ = Wellenlänge der ungedämpften Welle.
F = Windungsfläche der Spule (gleich Zahl der Windungen mal Flächeninhalt der einzelnen Windung).
R = Gesamter Widerstand der Spule, elm. gemessen.
R_s = Strahlungswiderstand der Spule.
R_d = Detektorwiderstand der Spule.
L = Selbstinduktion der Spule in Zentimetern.
C = Kapazität der Spule in Zentimetern.
$\varrho = R/2L$ Dämpfungskonstante der Spule.
$n = c/\sqrt{L\,C}$ Eigenfrequenz der Spule.
R', R_s', R_d', L', C', ϱ', n' die entsprechenden Größen für die Antenne.
h = Höhe der Antenne.
p_m = Magnetisches Moment der Spule.
J = Stromstärke der Spule.
S = Strahlungsleistung der Spule.
Q = Wärmeentwicklung der Spule.
q = Störungsfreiheit der Spule.
J', S', Q', q' die entsprechenden Größen für die Antenne.

Digitized by Google

I. Die Schwingungsgleichung.

Die Differentialgleichung für die Stärke (J) des in der Spule fließenden Stromes ergibt sich unmittelbar aus dem Induktionsgesetz:

$$L\frac{dJ}{dt} + RJ + \frac{c^2}{C}\int^t J\,dt = F\frac{dH}{dt}\cdot\cos\varphi \qquad (1)$$

Dabei ist angenommen, daß das äußere magnetische Feld H, dessen Richtung den Winkel φ mit der Spulenachse bildet, über die Ausdehnung der Spule hin als gleichförmig anzusehen ist, die Abmessungen der Spule sind also klein gegen die Wellenlänge angenommen. Die entsprechende Gleichung für die Antenne lautet:

$$L'\frac{dJ'}{dt} + R'J' + \frac{c^2}{C'}\int^t J'\,dt = hE, \qquad (1')$$

falls die Antenne der (vertikalen) Richtung des elektrischen Feldes E parallel ist. Da in jeder elektromagnetischen Welle

$$E = cH \qquad (2)$$

ist, so bestehen folgende Unterschiede zwischen den rechten Seiten der Schwingungsgleichungen der Spule (1) und der Antenne (1′), d. h. zwischen den äußeren Kräften, welche auf die Spule (mit horizontaler Achse) und auf die (vertikale) Antenne im Strahlungsfelde wirken:

Erstens: Die rechte Seite von (1) ist dem Cosinus des Winkels φ proportional, welchen die Spulenachse mit der Richtung des magnetischen Vektors bildet. Da in einer längs der Erdoberfläche fortschreitenden Welle der magnetische Vektor horizontal und senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Welle weist, so wirkt auf die Spule die größte Kraft, wenn ihre Windungsebene derjenigen Vertikalebene parallel gestellt wird, in welche die Richtung der Wellenfortpflanzung fällt; dagegen wird die äußere Kraft gleich Null, wenn die Spulenebene senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Welle gestellt ist.

Man kann also mit Hilfe der Spule ohne weiteres feststellen, welches die Richtung der Wellen ist. (Allerdings bleibt der Sinn der Fortpflanzung zunächst zweifelhaft.) Für die einfache vertikale Antenne gilt nicht das Entsprechende.

Zweitens: Die rechte Seite von (1) enthält die zeitliche Ableitung der magnetischen Feldstärke H, die rechte Seite von (1′) dagegen die elektrische Feldstärke E selbst. Da im Strahlungsfelde die Beziehung (2) gilt, so ist die äußere Kraft, welche auf die Spule wirkt, der Phase nach von der auf die Antenne wirkenden verschieden; auch variiert ihre Stärke in anderer Weise mit der Frequenz bzw. Dämpfung der

Digitized by Google

Welle und zwar in dem Sinne, daß bei einer Erhöhung der Frequenz bzw. Dämpfung der Welle in der Spule der Strom stärker wächst, als in der Antenne. Dieser Umstand wird beim Vergleich der Störungsfreiheit von Spule und Antenne von Bedeutung werden.

Indem wir im folgenden der günstigsten Stellung der Spulenachse entsprechend $\cos\varphi = 1$ setzen, schreiben wir die Schwingungsgleichungen der Spule (1) und der Antenne (1′) in der für die Rechnung bequemeren Form:

$$L\frac{d^2J}{dt^2} + R\frac{dJ}{dt} + \frac{c^2}{C}J = F\frac{d^2H}{dt^2}, \tag{3}$$

$$L'\frac{d^2J'}{dt^2} + R'\frac{dJ'}{dt} + \frac{c^2}{C'}J' = h\frac{dE}{dt}. \tag{3'}$$

Bisweilen empfiehlt es sich, zu setzen:

$$\varrho = \frac{R}{2L}, \qquad n^2 = \frac{c^2}{LC}, \tag{4}$$

$$\varrho = \frac{R'}{2L'}, \qquad n'^2 = \frac{c^2}{L'C'}. \tag{4'}$$

und (3) bzw. (3′) auf die Form zu bringen:

$$\frac{d^2J}{dt^2} + 2\varrho\frac{dJ}{dt} + n^2J = \frac{F}{L}\frac{d^2H}{dt^2}, \tag{5}$$

$$\frac{d^2J'}{dt^2} + 2\varrho'\frac{dJ'}{dt} + n'^2J' = \frac{h}{L'}\frac{dE}{dt}. \tag{5'}$$

Wir untersuchen in II. und III. das Ansprechen der Spule bzw. der Antenne auf ungedämpfte Wellen, in IV. ihr Verhalten gegenüber aperiodischen Störungen. In V. vergleichen wir diese beiden Erregungsarten, um die Störungsfreiheit der Spule bzw. Antenne zu bestimmen.

II. Ungedämpfte Wellen.

Die Stromstärke der Spule, und ebenso diejenige der Antenne, erreicht einen Höchstwert, wenn die Eigenfrequenz der Spule oder Antenne mit der Frequenz der ankommenden Welle übereinstimmt. Wir betrachten im folgenden ausschließlich diesen Fall der Resonanz. Es seien die Feldstärken in der Welle:

$$E = cH = b\cos(nt). \tag{6}$$

Die Schwingungsgleichung (3) der Spule wird erfüllt durch

Digitized by Google

$$J = \frac{F}{R} \cdot \frac{dH}{dt} = -\frac{Fn}{Rc} \cdot b \sin(nt); \tag{7}$$

denn das erste und das dritte Glied der linken Seite heben sich auf. Entsprechend wird die Schwingungsgleichung (3′) der Antenne im Falle der Resonanz ($n' = n$) gelöst durch:

$$J' = \frac{h}{R'} \cdot E = \frac{h}{R'} \cdot b \cos(nt) \tag{7'}$$

Wie man sieht, sind die Stromphasen von Spule und Antenne um $\pi/2$ verschieden. Ihre Amplituden sind dem Widerstande umgekehrt proportional.

Der Widerstand einer Spule setzt sich, ebenso wie derjenige der Antenne, zusammen aus dem Strahlungswiderstand R_s und dem Ohmschen Widerstande, der teils in den Spulenwindungen, teils im Detektor seinen Sitz hat.

Wir wollen, um das Maximum der dem Detektor zuzuführenden Leistung zu berechnen, den gesamten Ohmschen Widerstand im Detektor lokalisieren, so daß der gesamte Widerstand R der Spule gleich der Summe aus Strahlungswiderstand R_s und Detektorwiderstand R_d wird:

$$R = R_s + R_d. \tag{8}$$

Entsprechend setzen wir für die Antenne:

$$R' = R_s' + R_d'.$$

Gemäß dieser Teilung des Widerstandes teilt sich die Arbeit der äußeren Kraft in Strahlungsenergie und Wärmeentwicklung Q; letztere ergibt nach unserer Annahme die dem Detektor zugeführte Energie. Für eine Zeit T, welche groß ist gegen die Schwingungsdauer, ist, gemäß (7) für die Spule

$$Q = R_d \int_0^T dt\, J^2 = \frac{R_d}{2R^2} \cdot \frac{F^2 n^2 b^2}{c^2} \cdot T \tag{9}$$

und für die Antenne nach (7′)

$$Q' = R_d' \int_0^T dt\, J'^2 = \frac{R_d'}{2R'^2} \cdot h^2 b^2 T. \tag{9'}$$

Bei gegebenem Strahlungswiderstand erreicht (Rüdenberg) die dem Detektor zugeführte Energie ihren Höchstwert, wenn der Detektorwiderstand R_d dem Strahlungswiderstand R_s gleich wird. Dieser, für

Digitized by Google

$$R_d = R_s, \qquad R = R_d + R_s = 2R_s$$

erreichte Höchstwert beträgt

$$Q_m = \frac{F^2 n^2 b^2}{8 R_s c^2} \cdot T \text{ für die Spule,} \tag{10}$$

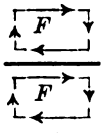
$$Q_m' = \frac{h^2 b^2}{8 R_s'} \cdot T \text{ für die Antenne.} \tag{10'}$$

III. Der Strahlungswiderstand der Spule.

Eine stromdurchflossene Spule ist bekanntlich einer magnetischen Doppelschicht äquivalent vom Momente

$$p_m = FJ. \tag{11}$$

Von Orten aus, deren Entfernung von der Spule groß gegen deren Abmessungen ist, können die magnetischen Mengen der beiden Belegungen der Doppelschicht als Punktladungen betrachtet werden; dort ist das magnetische Feld der Spule demjenigen eines magnetischen Dipoles gleich. Der hochfrequente Wechselstrom in der Spule ruft periodische Veränderungen des Kraftlinienbildes hervor, welche durchaus den von H. Hertz für einen elektrischen Dipol angegebenen entsprechen; nur vertauschen die elektrischen und die magnetischen Kraftlinien ihre Rollen. Hier sind die elektrischen Kraftlinien Kreise um die (horizontale) Achse des magnetischen Dipoles, d. h. um die Spulenachse. Der Einfluß gut leitender Erde auf den Strahlungsvorgang kann bei der Spule, ähnlich wie bei der Antenne, durch ein Spiegelungsverfahren gefunden werden. Dabei fließen in dem Spiegelbilde der Spule (s. Figur)



die vertikalen Ströme in gleicher, die horizontalen in entgegengesetzter Richtung; der Umlaufsinn in der Spule und in ihrem Spiegelbild ist also der gleiche. Mithin verdoppelt sich durch Hinzufügung des spiegelbildlichen Stromes das wirksame Moment der Spule, so daß an Stelle von (11) tritt:

$$p_m = 2FJ. \tag{11a}$$

Da das Feld des magnetischen Dipoles aus demjenigen des elektrischen durch Vertauschung des elektrischen und des magnetischen Vektors (bei Umkehrung des Sinnes eines von ihnen) hervorgeht, so gilt für die Strahlung die nämliche Formel (s. Abraham-Föppl, Theorie der Elektrizität I. p. 339 Gl. 246b, 5. Aufl):

$$S = \frac{2}{3c^3}\left(\frac{d^2 p_m}{dt^2}\right)^2 = \frac{2n^4}{3c^3} \cdot p_m^2 = \frac{8n^4 F^2}{3c^3} \cdot J^2. \tag{12}$$

Digitized by Google

Doch ist der Faktor $^1/_2$ beizufügen, da die Strahlung sich nur im oberen Halbraum ausbreitet.

Da nun der Strahlungswiderstand definiert ist durch

$$S = R_s J^2, \tag{12a}$$

so finden wir

$$R_s = \frac{4 n^4 F^2}{3 c^3} \tag{13}$$

als Strahlungswiderstand der Spule.

Wir stellen ihr die bekannte Formel für den Strahlungswiderstand einer Antenne (bei Berücksichtigung ihres Spiegelbildes) gegenüber:

$$R_s' = \frac{4 n^2 h^2}{3 c}. \tag{13'}$$

Es mögen zur Beurteilung der Größenverhältnisse die Strahlungswiderstände einer Antenne von der Höhe h und einer Spule von der Windungsfläche $F = h^2$ verglichen werden, es ist

$$\frac{R_s}{R_s'} = \frac{n^2 F^2}{c^2 h^2} = \frac{n^2 h^2}{c^2} = \left(\frac{2 \pi h}{\lambda}\right)^2$$

Da nun die Abmessungen der Spule als klein gegen die Wellenlänge λ angenommen wurden, so ist der Strahlungswiderstand einer Spule viel kleiner als derjenige einer Antenne.

Wir kommen nun auf die oben aufgeworfene Frage zurück, welches der absolute Höchstwert der Energie ist, welche die Spule, beim abgestimmten Empfange ungedämpfter Wellen, in der Zeit T dem Detektor zuführt. Aus (10) und (13) folgt als Höchstwert:

$$Q_m = \frac{3 c}{32} \cdot \frac{b^2}{n^2} \cdot T \text{ für die Spule.} \tag{14}$$

Aus (10') und (13') andererseits ergibt sich für die Antenne:

$$Q_m = \frac{3 c}{32} \cdot \frac{b^2}{n^2} \cdot T \tag{14'}$$

Das letzte Resultat wurde bereits von Rüdenberg erhalten; es lehrt, daß ein absoluter Höchstwert für die von einer Antenne dem Detektor zugeführte Energie besteht, der weder von der Höhe, noch von den sonstigen Konstanten der Antenne abhängt, sondern nur von der Wellenamplitude b und der Frequenz n der Wellen, auf welche die Antenne abgestimmt ist. Wie aus (14) hervorgeht, besteht für die Spule der nämliche, von den Spulenkonstanten unab-

Digitized by Google

hängige Höchstwert. Gelänge es, den Detektorwiderstand dem Strahlungswiderstande gleich zu machen [wie Gl. (10) voraussetzt], und den sonstigen Ohmschen Widerstand klein dagegen, so wäre für die Spule als Empfänger der Wirkungsgrad der gleiche, wie für die vertikale Antenne.

Indessen sind die Aussichten hierfür gering; denn, wie oben gezeigt wurde, ist der Strahlungswiderstand der Spule viel kleiner, als derjenige der Antenne. Die Anforderungen, welche an eine Spule zur Erreichung des Rüdenbergschen Höchstwertes gestellt werden, verlangen mithin eine erhebliche Herabdrückung der Widerstände des Stromkreises.

IV. Aperiodische Störungen.

Wir denken uns, daß irgendwo in der Atmosphäre durch einen aperiodischen, gemäß einer Exponentialfunktion e^{-rt} abklingenden Strom eine elektromagnetische Störung erregt werde; r nennen wir die „Dämpfungskonstante" der aperiodischen Störung. Dieser Stromstoß wird ein elektromagnetisches Feld erregen, welches sich aus den Feldgleichungen berechnen läßt; in Entfernungen vom Ursprung der Störung, die groß gegen $\frac{c}{r}$ sind, breiten sich elektromagnetische Wellen aus, gemäß

$$E = cH = a \cdot e^{-rt}, \tag{15}$$

wobei a, die Anfangsamplitude der Störungswelle, der Entfernung von Ursprung umgekehrt proportional ist. Wie wird diese aperiodische Störung auf die Spule, bzw. auf die Antenne wirken?

Aus (5) und (15) folgt als Schwingungsgleichung der Spule:

$$\frac{d^2J}{dt^2} + 2\varrho\frac{dJ}{dt} + n^2J = \frac{F}{L} \cdot \frac{ar^2}{c} \cdot e^{-rt}, \tag{16}$$

während diejenige der Antenne (5′) lautet:

$$\frac{d^2J'}{dt^2} + 2\varrho'\frac{dJ'}{dt} + n'^2J' = -\frac{h}{L} \cdot ar \cdot e^{-rt}, \tag{16'}$$

In (16) geht rechts die Dämpfungskonstante der Störung quadratisch, in (16′) jedoch nur linear ein:

Der Integration von (16) legen wir die Anfangsbedingungen zugrunde:

$$J = 0, \quad \frac{dJ}{dt} = 0 \text{ für } t = 0 \tag{17}$$

Digitized by Google

Die Lösung lautet:

$$J = B\left\{e^{-rt} - e^{-\varrho t}\left(\cos m t + \frac{\varrho - r}{m}\sin m t\right)\right\} \tag{18}$$

mit

$$m = \sqrt{n^2 - \varrho^2}, \quad B = \frac{a F}{c L}\cdot\frac{r^2}{m^2 + (r-\varrho)^2} \tag{18a}$$

Der Strom (18) in der Spule setzt sich aus zwei Teilen zusammen, von denen der erste ebenso abklingt, wie die Störung, während der zweite Frequenz (m) und Dämpfungskonstante (ϱ) der Eigenschwingungen der Spule besitzt. Ist die Störung viel stärker gedämpft, als die Eigenschwingungen ($r \gg \varrho$), so kommt nur der zweite Teil in Betracht.

Für die dem Detektor zugeführte Energie

$$Q = R_d \cdot \int_0^\infty d t\, J^2 \tag{19}$$

ergibt eine längere Rechnung den allgemeinen Ausdruck:

$$Q = R_d B^2 \left\{\frac{m^2 + (r-\varrho)^2}{4\varrho m^2} + \frac{1}{2r} + \frac{\varrho[m^2 - (r-\varrho)^2]}{4m^2(m^2+\varrho^2)} - \frac{4\varrho}{m^2 + (r+\varrho)^2} - \frac{r-\varrho}{2(m^2+\varrho^2)}\right\}. \tag{20}$$

Wir wollen indessen die vereinfachenden Annahmen machen, daß erstens gelte:

$$\varrho \ll n, \tag{21}$$

so daß [vgl. (18a)] $m = n$ wird, und zweitens sei:

$$\varrho \ll r. \tag{22}$$

Dann ergibt (18a):

$$B = \frac{a F}{c L}\cdot\frac{r^2}{n^2 + r^2}, \tag{23}$$

und im Ausdruck (20) kommt nur das erste Glied in Betracht:

$$Q = R_d B^2 \cdot \frac{n^2 + r^2}{4\varrho n^2} = \frac{R_d}{4\varrho}\frac{a^2 F^2}{L^2 c^2}\cdot\frac{r^4}{n^2(n^2+r^2)}. \tag{24}$$

Das ist bei aperiodischer Erregung die dem Detektor der Spule zugeführte Energie.

Für die Antenne geht die Integration von (16′) in ganz entsprechender Weise vor sich. Man erhält

Digitized by Google

$$J' = B' \left\{ e^{-r t} - e^{-\varrho' t} (\cos m' t + \frac{\varrho' - r}{m'} \sin m' t) \right\} \qquad (18')$$

mit

$$m' = \sqrt{n'^2 - \varrho'^2}, \qquad B' = \frac{a h}{L'} \cdot \frac{r}{m'^2 + (r - \varrho')^2}. \qquad (18'a)$$

An Stelle von (24) tritt (für $\varrho' \ll n'$, $\varrho' \ll r$)

$$Q' = R_a' B'^2 \cdot \frac{n'^2 + r^2}{4 \varrho' n'^2} = \frac{R_a'}{4 \varrho'} \cdot \frac{a^2 h^2}{L'^2} \cdot \frac{r^2}{n'^2 (n'^2 + r^2)} \qquad (24')$$

als vereinfachter Ausdruck für die dem Detektor der Antenne zugeführte Energie.

V. Störungsfreiheit der Spule und der Antenne.

Wir messen die „Störungsfreiheit" eines Empfängers durch den Quotienten aus den Energien, welche dem Detektor zugeführt werden, wenn der Empfänger einerseits von ungedämpften Wellen erregt wird, auf welche er abgestimmt ist, andererseits von Störungen. Da Spule und Antenne auf Wellen der nämlichen Frequenz abgestimmt sein sollen, ist $n' = n$ zu setzen. Nach unserer Definition ist die Störungsfreiheit der Spule gegenüber aperiodischen Störungen gegegeben durch den Quotienten der Ausdrücke (9) und (24), der gemäß (4) ist:

$$q = \frac{T}{2 \varrho} \cdot \frac{b^2}{a^2} \cdot \frac{n^4 (n^2 + r^2)}{r^4}. \qquad (25)$$

Andererseits ergibt sich die Störungsfreiheit der Antenne gegenüber aperiodischen Störungen als Quotient von (9') und (24'), der gemäß (4') ist:

$$q' = \frac{T}{2 \varrho'} \cdot \frac{b^2}{a^2} \cdot \frac{n^2 (n^2 + r^2)}{r^2}. \qquad (25')$$

Die Störungsfreiheit eines Empfängers (ob Spule oder Antenne) ist demnach der Dämpfungskonstante (ϱ bzw. ϱ') der Eigenschwingungen umgekehrt proportional; es ist demnach zweckmäßig, den Quotienten [vgl. (4) bzw. (4')] aus Widerstand und Selbstinduktion möglichst klein zu machen. Meist ist $\varrho < \varrho'$, und also die Spule der Antenne in dieser Hinsicht überlegen.

Übrigens gehen in (25) und (25'), außer den Amplituden der aperiodischen Welle (a) und der periodischen (b), nur die den zeitlichen Verlauf dieser Welle kennzeichnenden Konstanten r (Dämpfungskonstante) und n (Frequenz) ein, und zwar bei der Spule in stärkerem

Digitized by Google

Maße, als bei der Antenne; dies hängt mit der in II. erörterten Bauart der Schwingungsgleichungen zusammen; es spricht die Spule, im Vergleich zur Antenne, stärker auf solche Felder an, die sich rascher mit der Zeit ändern, d. h. für die r bzw. n größer ist. Der Quotient

$$\frac{q}{q'} = \frac{\varrho'}{\varrho} \cdot \frac{n^2}{r^2} \tag{26}$$

ist größer als 1, d. h. die Spule ist störungsfreier als die Antenne (auch wenn $\varrho = \varrho'$), falls $n > r$ ist, d. h. wenn die Frequenz der ungedämpften Wellen größer ist, als die Dämpfungskonstante der aperiodischen. Meist klingen die Störungen so langsam ab, daß diese Bedingung erfüllt ist. Solche Störungen beeinflussen die Spule viel weniger als die Antenne.

Über die Bestimmung der Eigenschwingung von Antennen.

Von **A. Meißner.**

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie.)

In der Technik ergibt sich vielfach die Notwendigkeit, die Eigenschwingung der Antenne im voraus zu bestimmen. Howe hat hierfür eine Methode angegeben. Sie beruht auf der Berechnung der wechselseitigen Selbstinduktion, bezw. Kapazität der einzelnen Antennenelemente gegeneinander; das Verfahren ist für die Praxis zu umständlich und zeitraubend; außerdem sind die Resultate keineswegs genau. Für den geraden Draht ist die Berechnung der Eigenschwingung verhältnismäßig einfach, sie ergibt sich als Funktion der Drahtlänge zu

$$\lambda_0 = 4l.$$

Es zeigt sich nun, daß man auch für verhältnismäßig komplizierte Antennengebilde ganz einfache empirische Beziehungen der Eigenschwingung zu den Längenabmessungen der Antenne aufstellen und die Eigenschwingung ähnlich wie bei geradem Draht zu $\lambda_0 = 4l$ hier in der Form

$$\lambda_0 = k \cdot l$$

darstellen kann, und zwar ist dann l die größte in dem Gebilde auftretende Längendimension. In der Fig. 1 sind die hier maßgebenden Längen l für die hauptsächlichsten Antennenformen gerader Draht, Γ, T und Schirmantenne eingezeichnet. In der Größe l ist selbstverständlich immer die Zuführung mit inbegriffen.

Digitized by Google

Der Faktor k ist nun größer, je größer bei gleicher Antennenkapazität das Verhältnis der Antennenkapazität zur Antennenselbstinduktion und je großflächiger die Antenne ist.

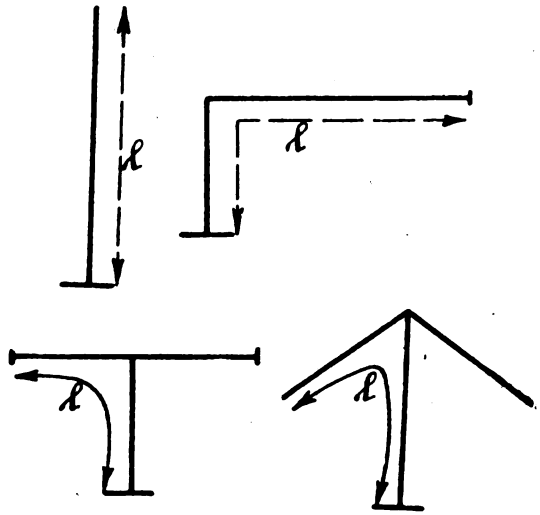


Fig. 1.

Im nachfolgenden sind die Werte der Größe $\lambda_0 = kl$ für die verschiedenen Antennenformen zusammengestellt:

Für den geraden Draht gilt	$\lambda_0 = 4—4{,}1\,l$
neigt er sich mehr zu Boden, d. h. wird die Kapazität größer, so gilt	$\lambda_0 = 4{,}2\,l$
ist der Draht 1 m über dem Boden, so gilt	$\lambda_0 = 5\,l$
wird die Antenne breiter, z. B. für eine Antenne mit einer Breite $= \frac{l}{2}$	$\lambda_0 = 5—7\,l$
z. B. alte Γ-Antenne Nauen	$\lambda_0 = 5{,}5\,l$
für eine schmale T-Antenne, z. B. Schiff gilt	$\lambda_0 = 4{,}5—5\,l$
für breite T, z. B. jetzige T-Antenne, Nauen	$\lambda_0 = 5{,}8\,l$
für noch größere Breite, z. B. Breite $= l$, Höhe $= \frac{l}{2} - \frac{l}{3}$	$\lambda_0 = 9—10\,l$
für eine Schirmantenne je nach Drahtzahl	$\lambda_0 = 6—8\,l$
bei sehr großer Drahtzahl und geringer Höhe, $h < \frac{l}{3}$	$\lambda_0 = 8—10$

Digitized by Google

Über die Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen mit rechteckigem bzw. quadratischem Windungsquerschnitt. I. Nebeneinander liegende Windungen.

Von A. Esau.

(Mitteilungen aus dem Laboratorium d. Ges. für drahtl. Telegraphie [Telefunken] Berlin.)

Die erfolgreiche Verwendung von Spulen mit rechteckigem bzw. quadratischem Windungsquerschnitt für Empfangszwecke der drahtlosen Telegraphie und Telephonie an Stelle der bisherigen üblichen Luftleiterarten, worüber ich in allernächster Zeit an anderer Stelle ausführlich berichten werde, läßt eine Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten solcher Spulen als notwendig erscheinen.

Sie soll im folgenden durchgeführt werden.

Die Methode, die der Rechnung zugrunde gelegt worden ist, entspricht der seinerzeit von Strasser[1]) und mir[2]) bei Spulen mit kreisförmigem Windungsquerschnitt angewendeten.

Im ersten Teil der vorliegenden Untersuchung sollen Spulen behandelt werden, deren Windungen nebeneinander liegen.

Die Berechnung von Spulen mit übereinander geschichteten (in einer Ebene liegenden) Windungen, sogenannten Flachspulen, bleibt dem zweiten Teil vorbehalten.

Ableitung der Formel.

Wir denken uns die Spule in einzelne Rechtecke zerlegt und berechnen deren Selbst und gegenseitige Induktionskoeffizienten. Ihre Summe ergibt dann das Selbstpotential der Spule.

Im folgenden bezeichnet n die Anzahl der Windungen, a und b die Seitenlängen der Rechtecke, g die Ganghöhe und 2ϱ die Dicke des Spulendrahtes (s. Fig. 1).

Der Selbstinduktionskoeffizient eines Rechtecks ist gegeben durch die Formel

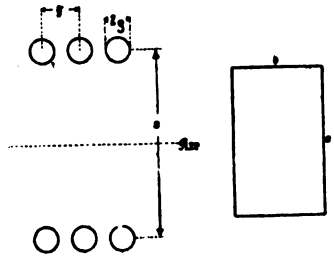
$$L_{11} = 4(a+b)\left\{\ln\frac{2ab}{\varrho} - \frac{a}{a+b}\ln(a+\sqrt{a^2+b^2}) - \frac{b}{a+b}\ln(b+\sqrt{a^2+b^2}) - \frac{7}{4} + \frac{2}{a+b}(\sqrt{a^2+b^2}+\varrho)\right\}$$

1) Strasser, Wied. Ann. 1905, 768.
2) Jahrbuch d. drahtl. Telegraphie 1911, p. 212; 1912, p. 378.

Digitized by Google

Der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier kongruenter in parallelen Ebenen vom Abstand g einander gegenüber liegenden Rechtecke läßt sich nach der Neumannschen Formel berechnen und zwar wird

Fig 1.



$$M = 4\left\{a \ln\left(\frac{+\sqrt{a^2+g^2}}{a+\sqrt{a^2+b^2+g^2}} \cdot \frac{\sqrt{b^2+g^2}}{g}\right)\right.$$
$$\left. + b \ln\left(\frac{b+\sqrt{b^2+g^2}}{b+\sqrt{a^2+b^2+g^2}} \cdot \frac{\sqrt{a^2+g^2}}{g}\right)\right\}$$
$$+ 8\{\sqrt{a^2+b^2+g^2} - \sqrt{a^2+g^2} - \sqrt{b^2+g^2} + g\}$$

Diesen Ausdruck formen wir um, indem wir die Wurzelausdrücke und Logarithmen nach Potenzen von $\frac{g}{a}$ bzw. $\frac{g}{b}$ entwickeln und die so entstehenden Reihen mit den quadratischen Gliedern abbrechen. Inwieweit dadurch der Gültigkeitsbereich der Formel eingeschränkt wird, soll später untersucht werden.

Nach Ausführung dieser Umformung erhalten wir für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten folgenden Ausdruck

$$M = 4(a+b)\left\{\ln\frac{ab}{g} + r + s\frac{g}{a} + t\frac{g^2}{a^2}\right\}$$

Die zur Abkürzung eingeführten Größen r, s und t haben folgende Bedeutung

$$r = \ln 2 - 2 + \frac{2\sqrt{a^2+b^2}}{a+b} - \frac{a}{a+b}\ln(a+\sqrt{a^2+b^2})$$
$$- \frac{b}{a+b}\ln(b+\sqrt{a^2+b^2})$$

$$s = \frac{2}{1+\frac{b}{a}}$$

Digitized by Google

$$t = -\frac{3}{4} + \frac{a^2 - ab + b^2}{2ab} - \frac{ab}{2(a+b)\sqrt{a^2+b^2}}\left(\frac{a}{a+\sqrt{a^2+b^2}} + \frac{b}{b+\sqrt{a^2+b^2}} - 2\right)$$

Sie sind nur abhängig von den Dimensionen der Rechtecke, enthalten aber nicht mehr den Abstand g der Rechtecke voneinander.

Die Gesamtinduktion L der Spule setzt sich zusammen aus der Summe der Selbst- und gegenseitigen Induktionskoeffizienten der einzelnen Windungen

$$L = \sum_1^n L_{n\,n} + \sum_1^n M_{n\,n} \qquad (I)$$

$$\sum_1^n L_{n\,n} = n\,L_{1\,1} = 4(a+b)\left\{n\left(\ln\frac{ab}{\varrho} - q\right)\right\}$$

wo q zur Abkürzung gleich

$$-\ln 2 + \frac{a}{a+b}\ln(a+\sqrt{a^2+b^2}) + \frac{b}{a+b}\ln(b+\sqrt{a^2+b^2}) + \frac{7}{4} - \frac{2}{a+b}(\sqrt{a^2+b^2}+\varrho)$$

gesetzt worden ist.

Berechnung von $\sum_1^n M_{n\,n}$

Für die Summe der gegenseitigen Induktionskoeffizienten der n Windungen ergibt die Rechnung den Ausdruck

$$\sum_1^n M_{n\,n} = 2 \times 4(a+b)\left\{\begin{array}{l}
+(n-1)\left[\ln\frac{ab}{g} + r + 1\cdot s\frac{g}{a} + 1^2\cdot t\cdot\frac{g^2}{ab}\right] \\
+(n-2)\left[\ln\frac{ab}{2g} + r + 2\cdot s\frac{g}{a} + 2^2\cdot t\cdot\frac{g^2}{ab}\right] \\
+(n-3)\left[\ln\frac{ab}{3g} + r + 3\cdot s\frac{g}{a} + 3^2\cdot t\cdot\frac{g^2}{ab}\right] \\
+ \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \\
+ \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \\
+ \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \\
+2\left[\ln\frac{ab}{(n-2)g} + r + (n-2)s\cdot\frac{g}{a} + (n-2)^2\cdot t\cdot\frac{g^2}{ab}\right] \\
+1\left[\ln\frac{ab}{(n-1)g} + r + (n-1)s\cdot\frac{g}{a} + (n-1)^2\cdot t\cdot\frac{g^2}{ab}\right]
\end{array}\right\}$$

Digitized by Google

$$= 2 \times 4(a+b)\left\{\begin{array}{l}\left(\ln\frac{ab}{g}+r\right)[(n-1)+(n-2)+\ldots+2+1] \\ +\,s\frac{g}{a}[(n-1)1+(n-2)\cdot 2+\ldots+2(n-2)+1(n-1)] \\ +\,t\frac{g^2}{ab}[(n-1)1^2+(n-2)\cdot 2^2+\ldots+2(n-2)^2 \\ \qquad\qquad +1(n-1)^2] \\ -\ln[(n-1)!(n-2)!\ldots]\end{array}\right.$$

Nach Ausführung der Summation der Reihen in den eckigen Klammern erhalten wir den Ausdruck

$$\sum_1^n M_{nn} = 4(a+b)\left\{\begin{array}{l} n(n-1)\left(\ln\frac{ab}{g}+r\right)-A+\frac{n(n^2-1)}{3}s\cdot\frac{g}{a} \\ \qquad +\frac{n^2(n^2-1)}{6}\cdot t\cdot\frac{g^2}{ab}\end{array}\right\}$$

Die Größe $A = 2\ln[(n-1)!(n-2)!\ldots]$ ist nur abhängig von der Windungszahl der Spulen.

Setzt man die gefundenen Werte für $\sum_1^n L_{nn}$ und $\sum_1^n M_{nn}$ in Gleichung (I) ein, so ergibt sich für die Gesamtinduktion der Spule der Ausdruck

$$L = 4(a+b)\left\{\begin{array}{l} n\left(\ln\frac{ab}{\varrho}-q\right)+n(n-1)\left(\ln\frac{ab}{g}+r\right)-A \\ \qquad +\frac{n(n^2-1)}{3}\cdot s\frac{g}{a}+\frac{n^2(n^2-1)}{6}\cdot t\frac{g^2}{ab}\end{array}\right\}$$

Spezieller Fall: $a = b$ (Quadratischer Windungsquerschnitt)

Wird $a = b$, d. h. geht das Rechteck über in ein Quadrat von der Seitenlänge a, so verwandelt sich der obige Ausdruck in den folgenden

$$L = 8a\left\{\begin{array}{l} n\left(\ln\frac{a^2}{\varrho}-q'\right)+n(n-1)\left(\ln\frac{a^2}{g}+r'\right)-A \\ \qquad +\frac{n(n^2-1)}{3}s'\frac{g}{a}+\frac{n^2(n^2-1)}{6}\cdot t'\cdot\frac{g^2}{a^2}\end{array}\right\}$$

wo

$$\begin{aligned} q' &= \ln a + 0{,}524 \\ r' &= -\ln a - 0{,}774 \\ s' &= 1 \\ t' &= -0{,}043 \end{aligned}$$

gesetzt worden sind.

Digitized by Google

Nach Einführung der rechten Seiten dieser Größen in die obige Formel für q', r', s' und t' und einigen Umformungen erhält man für den Selbstinduktionskoeffizienten einer Spule mit quadratischem Windungsquerschnitt den Ausdruck

$$L = 8a\left\{n\left(\ln\frac{a}{\varrho} - 0{,}524\right) + n(n-1)\left(\ln\frac{a}{g} - 0{,}774\right)\right.$$
$$\left. - A + \frac{n(n^2-1)}{3}\frac{g}{a} - 0{,}048\,\frac{n^2(n^2-1)}{6}\frac{g^2}{a^2}\right\}$$

Die Werte des A für die Windungszahlen 1 bis 30 finden sich in der Arbeit von Strasser[1]) über „Die Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten von Solenoiden" und in meiner Untersuchung[2]) über „den Selbstinduktionskoeffizienten von Flachspulen".

Rosa und Grover[3]) haben die Berechnung der A-Werte wiederholt, wobei sich an einigen Stellen Abweichungen gegenüber den Strasserschen Werten ergeben. Die Unterschiede betragen im Maximum weniger als 0,05 % und sind daher praktisch bedeutungslos.

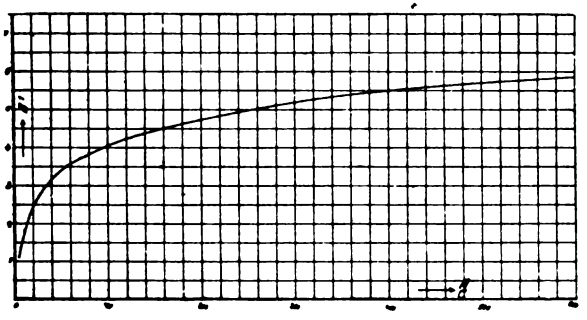
Umformung des Ausdrucks für L.

Um die Berechnung der Selbstinduktion einfacher und kürzer zu gestalten, empfiehlt es sich, den obigen Ausdruck auf eine etwas andere Form zu bringen. Wir schreiben ihn folgendermaßen:

$$L = 8anS$$

wo

Fig. 2



1) Strasser, Wied. Ann. 17, 1905, S. 763.
2) Jahrb. d. drahtl. Telegraphie 1911, S. 202.
3) Bulletin of the Bureau of Standards Vol. VIII, No. 1, p. 123.

Digitized by Google

$$S = S_1 + S_2 = \left\{\ln\frac{a}{\varrho} - 0{,}524\right\} + \left\{(n-1)\left(\ln\frac{a}{g} - 0{,}774\right) - \frac{A}{n} - \frac{n^2-1}{3}\frac{g}{a} - 0{,}043\,\frac{n(n^2-1)}{6}\frac{g^2}{a^2}\right\}$$

gesetzt worden ist.

$$S_1 = f\left(\frac{a}{\varrho}\right).$$

Die folgende Tabelle enthält die Werte des S_1 als Funktion von $\frac{a}{\varrho}$.

$\frac{a}{\varrho}$	S_1	$\frac{a}{\varrho}$	S_1
20	2,472	300	5,180
30	2,877	400	5,467
40	3,165	500	5,691
50	3,388	600	5,873
60	3,570	700	6,027
70	3,724	800	6,161
80	3,858	900	6,278
90	3,976	1000	6,383
100	4,081	2000	7,077
120	4,264	3000	7,483
140	4,418	4000	7,770
160	4,551	5000	7,998
180	4,669	10000	8,690
200	4,774		

Aus der Figur 2 lassen sich alle Zwischenwerte entnehmen.

$$S_2 = f\left(\frac{a}{g}, n\right).$$

Dieser Ausdruck ist nur abhängig von der Windungszahl n und dem Verhältnis $\frac{\text{Ganghöhe}}{\text{Seitenlänge}}\,\frac{g}{a} = c$.

Für eine Reihe von Werten des c und der Windungszahl n ist die Größe S_2 berechnet und in die folgende Tabelle auf Seite 277 eingetragen worden.

Die Änderung der Größe S_2 als Funktion von c bei verschiedenen Windungszahlen n zeigt die folgende Figur 3.

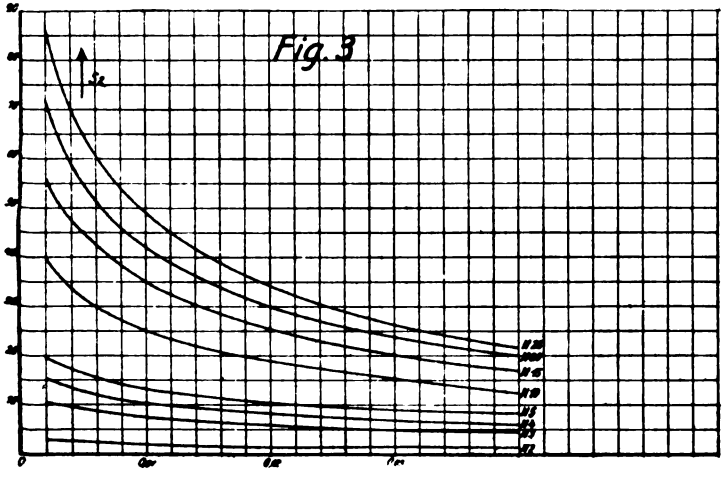
Die Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten möge an Hand des folgenden Beispieles näher erläutert werden.

Gegeben ist eine Spule mit quadratischem Windungsquerschnitt

Digitized by Google

c =	0,002	0,004	0,006	0,008	0,01	0,02	0,03	0,04
n = 2	5,44	4,75	4,36	4,06	3,84	3,16	2,76	2,49
3	10,43	9,04	8,26	7,67	7,23	5,87	5,08	4,55
4	15,09	13,02	11,84	10,96	10,30	8,27	7,10	6,31
5	19,52	16,75	15,19	14,02	13,14	10,45	8,90	7,86
6	23,75	20,32	18,34	16,88	15,79	12,44	10,52	9,24
7	27,81	23,69	21,33	19,59	18,27	14,28	11,99	10,47
8	31,74	26,94	24,19	22,16	20,63	16,00	13,35	11,60
9	35,55	30,67	26,92	24,60	22,87	17,59	14,60	12,63
10	39,24	33,09	29,56	26,96	25,01	19,11	15,77	13,58
11	42,84	36,01	32,09	29,21	27,05	20,53	16,85	14,45
12	46,36	38,86	34,56	31,39	29,02	21,89	17,88	15,26
13	49,77	41,60	36,92	33,43	30,90	23,18	18,82	16,00
14	53,12	44,28	39,21	35,44	32,71	24,39	19,71	16,69
15	56,40	46,89	41,44	37,39	34,46	25,54	20,55	17,33
16	59,62	49,44	43,61	39,28	36,15	26,65	21,33	17,89
17	62,78	51,93	45,73	41,12	37,79	27,71	22,08	18,45
18	65,88	54,36	47,78	42,89	39,37	28,71	22,78	18,97
19	68,92	56,74	49,78	44,62	40,90	29,68	23,46	19,44
20	71,92	59,07	51,74	46,30	42,39	30,61	24,10	19,89
21	74,86	61,36	53,65	47,94	43,84	31,50	24,71	20,32
22	77,76	63,59	55,52	49,54	45,24	32,36	25,23	20,70
23	80,63	65,80	57,33	51,11	46,62	33,20	25,91	21,07
24	83,38	67,92	59,15	52,58	47,91	33,95	26,37	21,37
25	86,21	70,03	60,85	54,06	49,20	34,72	26,80	21,66

von 20 Windungen (Drahtdicke $2\varrho = 0{,}067$ cm), deren Seitenlänge $a = 20$ cm und deren Ganghöhe $g = 0{,}08$ cm beträgt.



Die Selbstinduktion dieser Spule ergibt sich nach den mitgeteilten Formeln zu

Digitized by Google

$$L = 8a \cdot n(S_1 + S_2)$$

Für den vorliegenden Fall werden $\frac{a}{\varrho} = 600$ und $c = \frac{g}{a} = 0.004$.

Aus Tabelle I oder Kurve I ergibt sich der zu $\frac{a}{\varrho} = 600$ gehörige Wert $S_1 = 5{,}87$; entsprechend aus Tabelle oder Kurve II für $n = 20$ der Wert $S_2 = 59{,}07$, also

$$S = 5{,}87 + 59{,}07 = 64{,}94$$

und die Selbstinduktion der vorliegenden Spule

$$L = 8 \cdot 20 \cdot 20 \cdot 64{,}94 = 207\,808 \text{ cm}$$

Maximum der Selbstinduktion bei gegebener Drahtlänge.

Um bei gegebener Drahtlänge die größtmöglichste Selbstinduktion zu erhalten, muß man, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht, das Verhältnis $\frac{\text{Spulenlänge}}{\text{Seitenlänge}}$ $\frac{l}{a}$ derart wählen, daß es ~ 0.45 wird.

(Hierbei ist angenommen worden, daß die Windungen unmittelbar nebeneinander liegen d. h. $g = 2\varrho$ ist.)

$\frac{l}{a}$	L	
0,29	19 250 cm	
0,39	19 400 „	$\left(\frac{g}{2\varrho} = 1\right)$
0,45	19 450 „	
0,51	19 380 „	
0,65	19 200 „	

Wächst die Ganghöhe, so ändert sich auch der Wert dieses Verhältnisses und zwar nimmt es mit größer werdender Ganghöhe etwas ab.

In den meisten praktisch vorkommenden Fällen wird man den Wert 0,4 annehmen können.

Dieser Wert stimmt vollkommen überein mit dem früher bei Spulen mit kreisförmigem Windungsquerschnitt gefundenen.

Eine Spule mit kreisförmigem oder quadratischem Querschnitt besitzt also für eine gegebene Drahtlänge maximale Selbstinduktion, wenn ihre Wickelhöhe nahezu gleich dem Halbmesser, bzw. der halben Seitenlänge ihres Querschnittes gemacht wird.

Die maximale Selbstinduktion hängt außer von der Wickelhöhe noch von der Querschnittsform der Spule ab, wie die folgenden Tabellen zeigen.

Digitized by Google

1. Rechteckiger und quadratischer Querschnitt.

Dimension	$\frac{b}{a}$	L	$\frac{L_{\square}}{L_{\square}}$
$a = 10$; $b = 2$	0,11	28 300 cm	0,51
$a = 15$; $b = 5$	0,33	45 400 „	0,82
$a = 12$; $b = 8$	0,67	54 200 „	0,98
$a = 10$; $b = 10$	1,00	55 500 „	1,00

Bei gleicher Drahtlänge hat also der quadratische Querschnitt $\left(\frac{b}{a} = 1\right)$ die größte Selbstinduktion.

Je ungleicher die Rechteckseiten gemacht werden oder was dasselbe ist, je kleiner der Ausdruck $\frac{b}{a}$ wird, um so mehr nimmt auch die Selbstinduktion ab und zwar erfolgt die Abnahme zunächst sehr langsam bis etwa zu dem Werte $\frac{b}{a} = 0{,}5$, um dann bei noch weiterer Verkleinerung dieses Verhältnisses sehr schnell abzufallen.

2. Quadratischer und kreisförmiger Querschnitt.

Aus der Strasserschen Formel für den Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen mit kreisförmigem und der vorliegenden für quadratischen Windungsquerschnitt läßt sich bei gleicher Drahtlänge die Differenz $L_{\bigcirc} - L_{\square}$ ableiten. Sie ist unter allen Umständen positiv, d. h. der kreisförmige Querschnitt ergibt die größere Selbstinduktion. Spulen mit kreisförmigem Querschnitt haben im Mittel einen etwa 15 % höheren Selbstinduktionskoeffizienten als quadratisch gewickelte (s. auch die folgende Tabelle).

Dimension	L	$L_{\bigcirc}/L_{\square}$
$a = 10$ cm $r = 6{,}37$ „	55 500 cm 65 100 „	1,17

Handelt es sich also darum, mit einer gegebenen Drahtlänge die maximale Selbstinduktion zu erhalten, so muß man der Spule einen kreisförmigen Windungsquerschnitt geben.

Gültigkeitsbereich der Formeln.

Durch das Abbrechen der Reihenentwickelungen bei den quadratischen Gliedern haben wir, wie schon eingangs erwähnt, den Gültigkeitsbereich unserer Formeln etwas eingeschränkt.

Digitized by Google

Da aber von Strasser für Spulen mit kreisförmigem Windungsquerschnitt nachgewiesen worden ist, daß der Einfluß des Fehlens der Glieder mit höheren Potenzen als der zweiten sich erst bemerkbar macht, wenn das Verhältnis $\frac{\text{Wickelhöhe}}{\text{Durchmesser}}$ den Wert 2—2,5 übersteigt und die Ganghöhe größer wird als der Halbmesser, so kann man für den rechteckigen bzw. quadratischen Querschnitt diese Werte der beiden Größen ebenfalls als Grenzwerte annehmen.

Experimentelle Prüfung der Formeln.

Die zu messende Spule wurde mit einem Kondensator von bekannter Kapazität C zu einem Schwingungskreise vereinigt, dessen Wellenlänge λ nach bekannten Methoden bestimmt werden konnte.

Aus dem gefundenen λ-Wert und der Kapazität C ergibt sich dann die Selbstinduktion

$$L = \frac{\lambda_{cm}^2}{4\pi^2 C}$$

Die Kapazität des Kreises setzt sich zusammen aus der Kapazität des Kondensators C und der etwa vorhandenen Kapazität der Spule c, so daß man streng genommen obige Formel schreiben müßte in der Form

$$L = \frac{\lambda_{cm}^2}{4\pi^2 (C + c)}$$

Um den Einfluß der Spulenkapazität vernachlässigen zu können, die bei den untersuchten Spulen nur wenige Zentimeter betrug, wurde C so groß gewählt, daß c nur einige Promille davon betrug, also außer acht gelassen werden konnte.

Die Meßfehler betrugen im Mittel 3 %.

Meßresultate.

Spule 1 (quadratischer Windungsquerschnitt)
$a = 10$ cm; $2\varrho = 0{,}07$ cm; $g = 0{,}097$ cm.

Windungszahl n	$L_{gem.}$	$L_{ber.}$	Diff. in %
30	148 000 cm	149 500 cm	1 %
25	110 400 „	112 000 „	1,4 %
20	79 400 „	78 200 „	1,5 %
15	49 400 „	48 700 „	1,4 %
10	24 700 „	24 600 „	0,4 %

Digitized by Google

Spule 2 (quadratischer Windungsquerschnitt).
$a = 30$ cm; $2\varrho = 0{,}06$ cm; $g = 0{,}097$ cm.

Windungszahl n	$L_{gem.}$	$L_{ber.}$	Diff. in %
30	679 000 cm	665 100 cm	2 %
20	336 000 „	336 900 „	0,3 %
10	101 400 „	99 300 „	2 %

Spule 3 (quadratischer Windungsquerschnitt)
$a = 71{,}3$ cm; $2\varrho = 0{,}2$ cm; $g = 1$ cm.

Windungszahl n	$L_{gem.}$	$L_{ber.}$	Diff. in %
10	$1{,}61 \cdot 10^5$	$1{,}609 \cdot 10^5$	0,06 %

Spule 4 (quadratischer Windungsquerschnitt).
$a = 101{,}5$ cm; $2\varrho = 0{,}2$ cm; $g = 1$ cm.

Windungszahl n	$L_{gem.}$	$L_{ber.}$	Diff. in %
10	$2{,}57 \cdot 10^5$	$2{,}566 \cdot 10^5$	0,2 %

Wie aus den mitgeteilten Versuchsreihen ersichtlich, läßt die Übereinstimmung zwischen berechneten und beobachteten Werten nichts zu wünschen übrig.

Zusammenfassung.

1. Es wird eine Formel für den Selbstinduktionskoeffizienten einlagiger Spulen mit rechteckigem bzw. quadratischem Windungsquerschnitt aufgestellt.

2. Durch Zuhilfenahme von berechneten Tabellen und Kurven wird die Berechnung in praktischen Fällen wesentlich abgekürzt und erleichtert.

3. Maximale Selbstinduktion bei gegebener Drahtlänge besitzen Spulen mit quadratischem Querschnitt, wenn das Verhältnis $\frac{\text{Wickelhöhe}}{\text{Seitenlänge}}$ (Spulenlänge) etwa 0,4 beträgt.

4. Die größtmöglichste Selbstinduktion bei gegebener Drahtlänge haben Spulen mit kreisförmigem Windungsquerschnitt und einem Verhältnis $\frac{\text{Länge}}{\text{Durchmesser}} \sim 0{,}4$.

5. Die an Spulen verschiedener Dimensionen angestellten Messungen ergeben eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment.

Digitized by Google

Referate.

V. Bush, Gekoppelte Kreise nach dem Verfahren der verallgemeinerten Kreisfrequenzen behandelt. (Proc. Inst. Radio Eng. (New York), Bd. 5, Heft 5, S. 863—882, 1917.)

Die Stromverteilung in Wechselstromkreisen läßt sich bekanntlich nach den Kirchhoffschen Regeln ebenso einfach wie in Gleichstromkreisen berechnen; nur muß man an Stelle des Ohmschen Widerstandes jedes Stromzweiges den komplexen Scheinwiderstand des Zweiges setzen. Für einen Zweig, der Ohmschen Widerstand R, Induktivität L und Kapazität C in Reihenschaltung enthält, ist der komplexe Scheinwiderstand (die Impedanz)

$$Z = R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C} \tag{1}$$

ω ist die Kreisfrequenz, $\omega = 2\pi f$; f = Frequenz. Die sinusförmige Veränderung der Wechselstromgrößen mit der Zeit wird durch den Faktor

$$e^{j\omega t} \tag{2}$$

dargestellt. Eine auf den Zweig wirkende E.M.K.

$$E e^{j\omega t}$$

bringt in ihm einen Strom

$$I = \frac{E}{Z} \tag{3}$$

hervor.

Nun kann man, wie O. Heaviside[1]) gezeigt hat, die Vorgänge beim Einschalten von Stromkreisen in ähnlich einfacher Weise berechnen. Der ganze Vorgang setzt sich aus m Teilvorgängen zusammen, die dem endgültigen Zustand übergelagert sind. Die Zahl m ist gleich der Zahl der elektrischen Freiheitsgrade. Jeder Teilvorgang entspricht einer „freien Bewegung" des elektromagnetischen Systems und befolgt das Zeitgesetz

$$e^{nt}.$$

$$n = -\alpha + j\omega \tag{4}$$

ist im allgemeinen komplex und heißt die „verallgemeinerte Kreisfrequenz" des Vorgangs.

Schreibt man e^{nt} in der Form

$$e^{nt} = e^{-\alpha t} e^{j\omega t}, \tag{5}$$

1) „El. Papers", Bd. 2, S. 373; „Electromagnetic Theory", Bd. 2, S. 127.

Digitized by Google

so erkennt man, daß der reelle Anteil $-\alpha$ den Dämpfungsfaktor, die Größe ω im imaginären Anteil die Kreisfrequenz einer Eigenschwingung des Stromkreises bedeutet.

Bildet man nun analog zu (1) die Größe

$$Z = R + nL + \frac{1}{nC} \tag{6}$$

so bedeutet dieselbe offenbar den komplexen Scheinwiderstand des betrachteten Stromzweiges für einen Vorgang mit dem Zeitgesetz (5), d. h. für eine freie Bewegung. Nun ist jede freie Bewegung eine solche, die ohne Zutun einer E.M.K., d. h. von selbst, abläuft. Damit sie überhaupt zustande komme, muß aber

$$Z = 0 \tag{7}$$

sein. Andernfalls müßte nach der verallgemeinerten Gleichung (3) mit $E = 0$ der Strom I und damit auch die Bewegung verschwinden. Die Gleichung (7) dient zur Berechnung von n.

Die soeben durchgeführte Betrachtung gilt nicht nur für den einfachen Zweig mit Widerstand, Kapazität und Induktivität in Reihenschaltung, sondern für beliebig zusammengesetzte Stromkreise. Z ist dann auch ein entsprechend zusammengesetzter Ausdruck. Die Gleichung (7) hat im allgemeinen m verschiedene Lösungen

$$n_1, n_2, \cdots\cdots n_m \tag{8}$$

Der gesamte freie Strom hat dann die Form

$$A_1 e^{n_1 t} + A_2 e^{n_2 t} + \cdots\cdots + A_m e^{n_m t} \tag{9}$$

Die Amplituden A_1, A_2, $\cdots\cdots A_m$ sind verschieden je nach den Bedingungen, unter denen das elektromagnetische System (der Stromkreis) in Bewegung versetzt worden ist.

Für den Fall, daß der Stromkreis plötzlich auf eine zeitlich konstante E.M.K. der Größe E geschaltet worden ist, hat Heaviside folgende Regel angegeben.

Man bilde den „Stoßwiderstand“

$$n\frac{dZ}{dn} \tag{10}$$

dann ist

$$A = \frac{E}{n\frac{dZ}{dn}} \tag{11}$$

Bedenkt man noch, daß der Strom des übergelagerten Dauerzustandes gleich

Digitized by Google

$$\frac{E}{Z(0)}$$

ist, wo $Z(0)$ den Wert bedeutet, den Z annimmt, wenn $n = 0$ (Gleichstrom) ist, so ergibt sich der Gesamtstrom beim Einschalten

$$I = \frac{E}{Z(0)} + \sum_{\nu=1}^{\nu=m} \frac{E}{n_\nu \left(\frac{dZ}{dn}\right)_{n=n_\nu}} e^{n_\nu t} \qquad (12)$$

Diese Formel wurde von K. W. Wagner[1]) zuerst streng bewiesen.

Bush wendet die Heavisidesche Regel zur Berechnung des Einschaltvorganges bei zwei gekoppelten Schwingungskreisen an (Fig. 1).

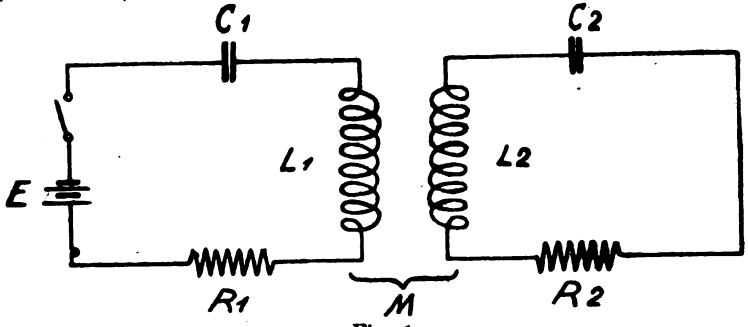


Fig. 1.

Nennen wir Z_1 den Scheinwiderstand des ersten, Z_2 den Scheinwiderstand des zweiten Kreises, so ist der von der Stromquelle aus gesehene Scheinwiderstand des Systems[2])

$$Z = Z_1 - \frac{M^2 n^2}{Z_2} \qquad (13)$$

Im vorliegenden Falle ist

$$Z_1 = R_1 + n L_1 + \frac{1}{n C_1}$$

$$Z_2 = R_2 + n L_2 + \frac{1}{n C_2}$$

1) Archiv für Elektrotechnik, Bd. 4, S. 159—198, 1916. Dort finden sich auch zahlreiche Anwendungsbeispiele.

2) Die Gleichung (13) ergibt sich aus den drei Gleichungen: $E = Z_1 I_1 + Mn I_2$; $0 = Z_2 I_2 + Mn I_1$; $E = Z I_1$.

Digitized by Google

Hiermit ergibt sich

$$Z = R_1 + n L_1 + \frac{1}{n C_1} - \frac{M^2 n^2}{R_2 + n L_2 + \frac{1}{n C_2}} \tag{14}$$

Die Gleichung $Z = 0$ lautet, nachdem die Nenner fortgeschafft sind:

$$\begin{aligned} &C_1 C_2 (L_1 L_2 - M^2) n^4 + C_1 C_2 (R_1 L_2 + R_2 L_1) n^3 \\ &+ (C_1 L_1 + C_2 L_2 + C_1 C_2 R_1 R_2) n^2 + (C_1 R_1 + C_2 R_2) n + 1 = 0 \end{aligned} \tag{15}$$

Sie liefert vier verschiedene Werte

$$n_1, n_2, n_3, n_4,$$

für die verallgemeinerte Kreisfrequenz. Sie sind paarweise konjugiert komplex, nämlich:

$$\left.\begin{aligned} n_1 &= -a + jb & n_3 &= -c + jd \\ n_2 &= -a - jb & n_4 &= -c - jd \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

b und d sind die Kreisfrequenzen der beiden Kopplungsschwingungen, a und c ihre Dämpfungsfaktoren.

Der Stoßwiderstand für jeden Teilvorgang ergibt sich nach Gleichung (10) und (14) zu

$$n \frac{dZ}{dn} = L_1 n - \frac{1}{C_1 n} - M^2 \frac{L_2 n^2 + 2 R_2 n^2 + \frac{3n}{C_2}}{\left(R_2 + L_2 n + \frac{1}{C_2 n}\right)^2} \tag{17}$$

$Z(0) = \infty$; der Dauerstrom ist somit gleich null (der Kondensator C_1 läßt keinen Gleichstrom hindurch). Der Einschaltstrom im ersten Kreise ist mittels der Heavisideschen Regel (Gleichung 12) zu berechnen. Man erhält:

$$i_1 = \sum_{\nu_1 = 1}^{\nu = 4} \left(\frac{E}{n \frac{dZ}{dn}} e^{nt} \right)_{n = n_\nu} \tag{18}$$

Die im zweiten Kreis induzierte Spannung e_2 ergibt sich, wenn man jedes Teilglied von i_1 mit $-Mn$ multipliziert,

$$e_2 = \sum_{\nu = 1}^{\nu = 4} \left(\frac{-Mn\,E}{n \frac{dZ}{dn}} e^{nt} \right)_{n = n_\nu} \tag{19}$$

Durch Division jeder Teilspannung e_2 mit dem sekundären Scheinwiderstand erhält man den entsprechenden Teilstrom im zweiten Kreise. Der Gesamtstrom i_2 in diesem Kreise ist somit

Digitized by Google

$$i_2 = \sum_{\nu=1}^{\nu=4} \left[\frac{-Mn E e^{nt}}{\left(R_2 + L_2 n + \frac{1}{C_2 n}\right) n \frac{dZ}{dn}} \right]_{n=n_\nu} \tag{20}$$

Es bietet keine Schwierigkeit, mit Hilfe dieser Beziehungen den Stromverlauf für gegebene Zahlenwerte der Konstanten beider Kreise und für einen gegebenen Wert der E.M.K. wirklich auszurechnen. In der Arbeit von Bush ist ein Beispiel mitgeteilt.

Die Lösung der Gleichung (15) ist nach den Regeln für die Auflösung der Gleichungen 4. Grades zwar stets durchführbar, aber etwas mühsam. Nun sind in allen Fällen von praktischer Bedeutung die Dämpfungsfaktoren a und c klein im Vergleich zu den Kreisfrequenzen b und d (Gleichung 16). Hierauf hat Bush ein Näherungsverfahren zur Lösung der Gleichung (15) gegründet, das sich durch Eleganz, Einfachheit und Genauigkeit auszeichnet.

Er geht von dem Grenzfall ungedämpfter Kreise aus ($R_1 = R_2 = 0$). Hier vereinfacht sich die Gleichung (15) zu

$$n^4 + \lambda n^2 + \delta = 0 \tag{21}$$

mit

$$\lambda = \frac{L_1 C_1 + L_2 C_2}{C_1 C_2 (L_1 L_2 - M^2)}$$

$$\delta = \frac{1}{C_1 C_2 (L_1 L_2 - M^2)}$$

Die biquadratische Gleichung (21) liefert nach bekannter Regel die beiden rein imaginären Wurzelpaare

$$\pm j x_1 \text{ und } \pm j x_2$$

x_1 und x_2 sind die Kreisfrequenzen der ungedämpften Kopplungsschwingungen.

Die zu lösende Gleichung (15) schreiben wir in der Normalform

$$n^4 + \alpha n^3 + \beta n^2 + \gamma n + \delta = 0 \tag{22}$$

darin ist

$$\alpha = \frac{L_1 R_2 + L_2 R_1}{L_1 L_2 - M^2}$$

$$\beta = \frac{L_1 C_1 + L_2 C_2 + R_1 R_2 C_1 C_2}{C_1 C_2 (L_1 L_2 - M^2)}$$

$$\gamma = \frac{R_1 C_1 + R_2 C_2}{C_1 C_2 (L_1 L_2 - M^2)}$$

δ hat dieselbe Bedeutung wie vorher.

Digitized by Google

Wir bezeichnen mit

$$y_1 = \sqrt{a^2 + b^2}, \text{ bezw. } y_2 = \sqrt{c^2 + d^2}$$

die Beträge der Wurzeln n_1, n_2, bezw. n_3, n_4. Die bekannten Beziehungen zwischen den Wurzeln und den Koeffizienten einer algebraischen Gleichung liefern, auf unseren Fall angewandt, die folgenden vier Gleichungen

$$1.\ \Sigma n = -\alpha \text{ ergibt } a + c = \frac{\alpha}{2} \tag{a}$$

$$2.\ \Sigma n_\nu n_\mu = \beta \text{ ergibt } y_1^2 + y_2^2 + 4ac = \beta \tag{b}$$

$$3.\ \Sigma n_\nu n_\mu n_\varrho = -\gamma \text{ ergibt } 2a y_2^2 + 2c y_1^2 = \gamma \tag{c}$$

$$4.\ n_1 n_2 n_3 n_4 = \delta \text{ ergibt } y_1^2 y_2^2 = \delta = x_1^2 x_2^2 \tag{d}$$

Da sich nach unserer Voraussetzung über die Kleinheit der Dämpfung $\dot{y}_1$ nur sehr wenig von x_1 und y_2 nur sehr wenig von x_2 unterscheiden kann, ist es zufolge (d) naheliegend

$$\left.\begin{aligned} y_1 &= x_1\,(1 - q) \\ y_2 &= x_2\,(1 + q) \end{aligned}\right\} \tag{23}$$

zu schreiben, wobei q eine kleine Größe sein soll. Die Gleichung (d) ist hiermit bis auf kleine Größen 2. Ordnung erfüllt.

Die Gleichung (a) schreiben wir in der Form

$$\frac{\alpha}{4} - a = c - \frac{\alpha}{4} = p \tag{24}$$

Man setze nun die neuen Größen p und q in die Gleichungen (b) und (c):

$$x_1^2 (1 - q)^2 + x_2^2 (1 + q)^2 + 4\left(\frac{\alpha}{4} - p\right)\left(\frac{\alpha}{4} + p\right) = \beta$$

$$\left(\frac{\alpha}{4} - p\right) x_2^2 (1 + q)^2 + \left(\frac{\alpha}{4} + p\right) x_1^2 (1 - q)^2 = \frac{\gamma}{2}$$

Durch Ausmultiplizieren ergibt sich bei Vernachlässigung der Quadrate von q

$$(x_1^2 + x_2^2) - 2q(x_1^2 - x_2^2) + \frac{\alpha^2}{4} - 4p^2 - \beta = 0$$

$$\frac{\alpha}{4}(x_1^2 + x_2^2) + p(x_1^2 - x_2^2) - 2pq(x_1^2 + x_2^2) - q\frac{\alpha}{2}(x_1^2 - x_2^2) = \frac{\gamma}{2}$$

Mit Benutzung der Abkürzungen

$$\left.\begin{aligned} x_1^2 + x_2^2 &= s \\ x_1^2 - x_2^2 &= t \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

schreibt man diese Gleichungen einfacher

Digitized by Google

$$s - 2qt + \frac{\alpha^2}{4} - 4p^2 - \beta = 0$$

$$\frac{\alpha s}{4} - 2qps + pt - \frac{\alpha q t}{2} - \frac{\gamma}{2} = 0$$

Aus der zweiten von ihnen kann man p berechnen:

$$p = \frac{2\gamma - \alpha s + 2\alpha q t}{4t - 8qs} \tag{26}$$

Setzt man diesen Wert in die erste Gleichung ein und vernachlässigt wiederum die Glieder mit zweiten und höheren Potenzen von q, so erhält man den Ausdruck

$$q = \frac{st^2 + \alpha\gamma s - \gamma^2 - \alpha^2\delta - \beta t^2}{2t(2s^2 + t^2 + \alpha\gamma - 2s\beta)}, \tag{27}$$

der auf der rechten Seite lauter bekannte Größen enthält. Da β und s nahezu einander gleich sind — nach der bekannten Regel über die Wurzelsumme einer quadratischen Gleichung ist $s = x_1^2 + x_2^2 = \lambda$ (Gleichung 21) — ist es für die Zahlenrechnung praktisch, ihre Differenz

$$\mu = \beta - s = \frac{R_1 R_2}{L_1 L_2 - M^2} \tag{28}$$

einzuführen, womit sich die endgültige Formel

$$q = \frac{\alpha\gamma s - t^2\mu - \gamma^2 - \alpha^2\delta}{2t(t^2 + \alpha\gamma - 2s\mu)} \tag{29}$$

ergibt.

Der Weg zur Lösung der Gleichung (15) ist mithin der folgende:

1. Man bestimme die Kreisfrequenzen x_1 und x_2 des ungedämpften Systems, indem man die Gleichung (21) löst.

2. Man berechne die Koeffizienten α, β, γ, δ, s, t und μ und hieraus weiter mittels der Gleichung (29) die Hilfsgröße q,

3. Daraus ergeben sich die Beträge

$$y_1 = x_1\ (1 - q)$$
$$y_2 = x_2\ (1 + q)$$

der verallgemeinerten Kreisfrequenzen.

4. Nun berechne man die Hilfsgröße p aus Gleichung (26)

5. Dann sind

$$a = \frac{\alpha}{4} + p$$

$$c = \frac{\alpha}{4} - p$$

Digitized by Google

die gesuchten Dämpfungsfaktoren, und

$$b = \sqrt{y_1^2 - a^2}$$
$$d = \sqrt{y_2^2 - c^2}$$

die gesuchten Kreisfrequenzen der gedämpften Kopplungsschwingungen.

Bush hat für einen Stromkreis mit den Konstanten

$$C_1 = 10^{-9}\ F \qquad L_1 = 0{,}025\ H$$
$$C_2 = 10^{-10}\ F \qquad L_2 = 0{,}040\ H$$
$$R_1 = 1000\ \Omega$$
$$R_2 = 2000\ \Omega$$
$$M = 0{,}020\ H,$$

wo also die Widerstände absichtlich hoch angenommen sind, die Rechnung sowohl streng, als auch nach dem soeben entwickelten Näherungsverfahren durchgeführt. Die auf beiden Wegen gefundenen Ergebnisse stimmten auf 5 Stellen miteinander überein. In dem Beispiel ist $q = 0{,}00087$, so daß die Vernachlässigung der Quadrate und höheren Potenzen von q vollauf gerechtfertigt erscheint.

In einem Anhang zu dieser Arbeit ist der von K. W. Wagner gegebene Beweis der Heavisideschen Regel in etwas abgekürzter Fassung mitgeteilt. Gegen die Richtigkeit des Beweises erhebt J. R. Carson in einer Bemerkung[1]) zur Arbeit von Bush Einwände. Sie gipfeln in der irrigen Behauptung, in dem Beweis seien in mathematisch unzulässiger Weise Integrationswege benutzt, welche mitten durch einen singulären Punkt hindurchgehen. Nur dadurch, daß sich in dem Beweise zwei Fehler in ihrer Wirkung aufhöben, sei das Ergebnis doch richtig herausgekommen.

Hierauf erwidert Prof. Bush[2]), daß der von Carson behauptete Fehler in Wirklichkeit nicht vorliege. Carson habe übersehen, daß der fragliche singuläre Punkt durch einen kleinen Halbkreis umgangen sei. Infolge dieses Irrtums gelangt Carson ferner zu falschen Schlußfolgerungen über die in dem Beweis vorausgesetzte Form der E.M.K. Die beiden vermeintlichen Fehler des Beweises beruhen somit auf einem Mißverständnis Carsons.

Carson teilt ferner mit, daß er selbst vor kurzem einen ganz exakten Beweis der Heavisideschen Regel veröffentlicht habe.[3])

---

1) Proc. Inst. Radio Eng., Bd. 5, Heft 6, S. 447—449, 1917.
2) Proc. Inst. Radio Eng., Bd. 6, Heft 2, S. 111, 1918.
3) Physical Review, Ser. II, Bd. 10, S. 217—225, 1917.

Digitized by Google

Aus der angeführten Literaturstelle ergibt sich, daß sich der Carsonsche Beweis nur auf Systeme mit einer endlichen Anzahl von Freiheitsgraden, d. h. nur auf Stromkreise mit konzentrierten Induktivitäten und Kapazitäten bezieht. Auf Systeme mit unendlich vielen Freiheitsgraden, also auf Stromkreise mit verteilter Kapazität und Induktivität (z. B. Antennen, Leitungen, Kabel, Spulenwicklungen usw.) ist er nicht ohne weiteres übertragbar.

Der Wagnersche Beweis unterliegt dieser Beschränkung nicht.

K. W. Wagner.

Pomey, Das System der drahtlosen Telegraphie der „Administration des P. T. T." (Revue gen. de l Electr. Tome III, Nr. 19, S. 675, 1918).

Unter dieser Bezeichnung versteht man gegenwärtig ein System zur Erzeugung Hertzscher Wellen, das von Bouthillon herrührt, und das in folgendem besteht: Ein Kondensator von der Kapazität C wird durch eine konstante elektromotorische Kraft E aufgeladen; die Zuleitung besitze den Widerstand R und die Selbstinduktion L. Wenn die Potentialdifferenz am Kondensator einen bestimmten Betrag v erreicht hat, springt an der parallel dazu geschalteten Funkenstrecke ein Funke über.

Es sei in diesem Momente die Stromstärke des Ladestromes i_0 und die magnetische Energie dieses Kreises $\frac{1}{2} L i_0^2$. In erster Näherung kann man annehmen, daß sie während der Dauer des Funkens konstant bleibt, da letzterer, obwohl der Ausgangspunkt hochfrequenter Schwingungen, als momentan betrachtet werden darf. Die Potentialdifferenz v sinkt in entsprechender Zeit auf den Wert Null, worauf sich der Kondensator unter der Einwirkung der konstanten elektromotorischen Kraft E wieder auflädt, jedoch mit der Anfangsbedingung, daß der Strom mit dem Werte i_0 beginnt. Sobald die Potentialdifferenz wieder v geworden ist, geht ein neuer Funke über; der Ladestrom sei nun i_1. Der Kondensator entlädt sich, die elektromotorische Kraft E lädt ihn von neuem, und das Spiel beginnt von vorn. Bei richtiger Einregulierung nähern sich die Ladeströme $i_0, i_1, i_2 \ldots i_n$ einem Grenzwerte, der mit j bezeichnet sei. Es werden zu Beginn jeder Periode die Anfangsbedingungen dann wieder dieselben und das Geräusch des Funkens wird ein regelmäßiger, musikalischer Ton.

Im folgenden soll dieser Vorgang mathematisch analysiert werden.

Der Strom i sei positiv gezählt im Sinne der konstanten elektro-

Digitized by Google

motorischen Kraft E. Ist q die Elektrizitätsmenge auf der einen Belegung des Kondensators, so gilt

$$L\frac{di}{dt} + Ri = E - \frac{q}{C} \tag{1}$$

$$i = \frac{dq}{dt} \tag{2}$$

woraus

$$L\frac{d^2q}{dt^2} + R\frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = E. \tag{3}$$

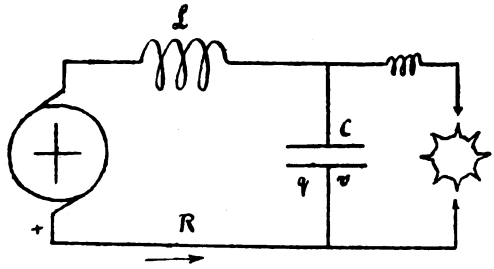


Fig. 1.

Die Lösung dieser Gleichung läßt sich bekanntlich schreiben

$$q = CE + q_1$$

wo q_1 die Lösung der Gleichung ist

$$L\frac{d^2q}{dt^2} + R\frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0. \tag{4}$$

Wir setzen nun

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}};\ \beta = \frac{R}{2L};\ r\cos\Theta = -\beta;\ r\sin\Theta = \omega \tag{5}$$

Θ liege zwischen $\frac{\pi}{2}$ und π. Wir betrachten nun die Größen

$$A = \frac{e^{-\beta t}\sin(\omega t - \Theta)}{\sin\Theta} \tag{6}$$

$$\frac{dA}{dt} = A' = re^{-\beta t}\frac{\sin(\omega t)}{\sin\Theta}$$

$$\frac{d^2A}{dt^2} = A'' = r^2e^{-\beta t}\frac{\sin(\omega t + \Theta)}{\sin\Theta}$$

$$\frac{d^3A}{dt^3} = A''' = r^3e^{-\beta t}\frac{\sin(\omega t + 2\Theta)}{\sin\Theta}$$

Digitized by Google

Diese Größen befriedigen die Gleichung (4) und ergeben folgende Lösung derselben, wie man leicht verifiziert:

$$q = CE + CEA + \frac{i_0}{r^2} A' \tag{7}$$

$$i = \frac{dq}{dt} = CEA' + \frac{i_0}{r^2} A'' \tag{8}$$

denn man hat für $t = 0$

$$A = -1; \quad A' = 0; \quad A'' = r^2; \tag{9}$$

also die Anfangsbedingungen $q = 0$ und $i = i_0$.

Es sind nun zwei Fälle zu unterscheiden.

1. Rotierende Funkenstrecke. — Die Periode des Vorgangs ist bestimmt durch die Zahl der Zähne an der Funkenstrecke und durch die Umdrehungszahl pro Minute. Es sei τ diese Periode. Ersetzt man in Gleichung (8) t durch τ, so nehmen A' und A'' feste Werte an und man hat nach n-maligen Funkenübergang

$$i_n = CEA' + i_{n-1} \frac{A''}{r^2} \tag{10}$$

oder

$$i_n = \frac{CEA'}{1 - \frac{A''}{r^2}} + \left(\frac{A''}{r^2}\right)^n \cdot i_0 . \tag{11}$$

Man überzeugt sich leicht, daß $\frac{A''}{r^2}$ stets kleiner ist als 1, und daher gilt

$$\lim i_n = \frac{CEA''}{1 - \frac{A'}{r^2}} = j_0 \qquad \text{für } n = \infty . \tag{12}$$

Man gelangt also zu dem oben beschriebenen stationären Zustand.

2. Ruhende Funkenstrecke. — Der Funke springt über, sobald $q = C \cdot v$ geworden ist, oder, wenn wir diese Elektrizitätsmenge Q nennen, zu einer Zeit τ, die durch folgende Beziehung bestimmt ist:

$$Q = CE + CEA + i_0 \frac{A'}{r^2} . \tag{13}$$

Der stationäre Zustand ist erreicht, wenn nach Gleichung (8) überdies gilt

$$i_1 = CEA' + \frac{i_0}{r^2} A'' = i_0 . \tag{14}$$

Digitized by Google

Es seien j_0 und τ die Lösungen der Gleichungen (13) und (14) in i_0 und t. Wir behaupten, daß der Zustand stabil ist. Gehen wir vom Werte $i_0 + \delta i_0$ aus, so haben wir

$$\delta Q = 0 \quad \text{d. h.} \quad \frac{\partial q}{\partial t}\delta t + \frac{\partial q}{\partial i_0}\delta i_0 = 0 \tag{15}$$

$$\delta i_1 = \frac{\partial i_1}{\partial t}\delta t + \frac{\partial i_1}{\partial i_0}\delta i_0 . \tag{16}$$

Diese beiden Gleichungen ergeben unter Berücksichtigung von Gleichungen (7), (8) und (14)

$$i_0 \delta t + \frac{A}{r^2}\delta i_0 = 0 \tag{15'}$$

$$\delta i_1 = \left(CEA' + \frac{i_0}{r^2}A'''\right)\delta t + A''\delta i_0 . \tag{16'}$$

Durch Elimination von δt folgt

$$\delta i_1 = \delta i_0 \left(-\frac{CEA'A''}{r^2 i_0} - \frac{A'A'''}{r^4} + \frac{A''}{r^2}\right) \tag{17}$$

oder, wenn man aus Gleichung (14) den Wert von $\frac{CEA'}{i_0}$ einführt:

$$\delta i_1 = \delta i_0 \frac{A''^2 - A'A'''}{r^4} . \tag{18}$$

Es sind nun die Ausdrücke A', A'', A''' aus Gleichung (6) einzusetzen, und es ergibt eine kurze Rechnung

$$\delta i_1 = \delta i_0 e^{-2\beta t} \qquad (t = \tau). \tag{19}$$

Entsprechend gilt

$$\delta i_n = \delta i_{n-1} e^{-2\beta t} \tag{20}$$

woraus man schließt

$$\delta j_0 = \lim \delta i_n = 0 . \tag{21}$$

Der Zustand ist in der Tat stabil.

Diese Verhältnisse lassen sich in einfacher Weise durch ein Diagramm darstellen. Die Gleichungen (7) und (8), welche den Ladungsvorgang darstellen, können in folgender Weise geschrieben werden:

$$V = E + i_0 \sqrt{\frac{L}{C}} e^{-\beta t} \frac{\sin(\omega t + \nu - \Theta)}{\sin \nu} \tag{22}$$

$$i = i_0 e^{-\beta t} \frac{\sin(\omega t + \nu)}{\sin \nu} . \tag{23}$$

Digitized by Google

Man verifiziert, daß $C\frac{dV}{dt} = i$ ist, ferner für $t = 0$ ist $i = i_0$ und $V = 0$; dabei ist ν durch die Beziehung festgelegt

$$0 = E + i_0 \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{\sin(\nu - \Theta)}{\sin \nu} \tag{24}$$

woraus

$$\operatorname{tg} \nu = \frac{i_0 \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{1 - \frac{C^2 R^2}{4L}}}{E - \frac{1}{2} R i_0}. \tag{25}$$

Wir tragen $OA = E$ (Figur 2) auf der negativen Y-Achse auf, und es sei $AB = v$, $OB = v - E$.

Über AB schlagen wir einen Kreisbogen mit dem Peripheriewinkel $\pi - \Theta$ und bringen ihn zum Schnitt M mit der Fundamentalspirale. Letztere Kurve geht durch A und schneidet alle Radienvektoren unter dem Winkel Θ, also insbesondere auch die Strecke OM. Es gilt also

$$OM = E e^{-\beta \tau}$$

wobei der Winkel MOA gleich $\omega \tau$ ist. Wir behaupten nun, daß τ die Periode des sich einstellenden stationären Zustandes bedeutet, wenn M der oben genannte Schnittpunkt ist, d. h. daß man hat

$$v = E + i_0 \sqrt{\frac{L}{C}}\, e^{-\beta \tau} \frac{\sin(\omega \tau + \nu - \Theta)}{\sin \nu} \tag{22'}$$

$$1 = e^{-\beta \tau} \frac{\sin(\omega \tau + \nu)}{\sin \nu} \tag{23'}$$

$$E = i_0 \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{\sin(\Theta - \nu)}{\sin \nu} \tag{24'}$$

wobei τ und i_0 die Wurzeln dieser Gleichungen sind. — Wir setzen nämlich in der Figur $\sphericalangle AOM$ gleich $\omega \tau$ und $\sphericalangle OAM$ gleich ν. Es ergibt sich dann Gleichung (23') als eine unmittelbare Folgerung aus dem Dreiecke AOM. In gleicher Weise erhält man die Gleichung (22') durch aufeinanderfolgende Betrachtung der Dreiecke OBM und OIA. Die Gerade OI bildet den Winkel Θ mit BY, und den Maßstab für i_0 wählt man so, daß man hat

$$\overline{OI} = i_0 \sqrt{\frac{L}{C}}. \tag{26}$$

Es gilt im Dreieck OBM

Digitized by Google

$$\frac{v - E}{\sin(\omega\tau + \nu - \Theta)} = \frac{E e^{-\beta\tau}}{\sin(\nu - \Theta)} \tag{27}$$

und im Dreieck OIA

$$\frac{\overline{OI}}{\sin \nu} = \frac{E}{\sin(\Theta - \nu)}. \tag{28}$$

Durch Elimination von $\sin(\Theta - \nu)$ aus Gleichungen (27) und (28) und unter Berücksichtigung der Gleichung (17) gelangt man so zur Gleichung (22'). Schließlich ist vermöge (26) Gleichung (28) identisch mit (24').

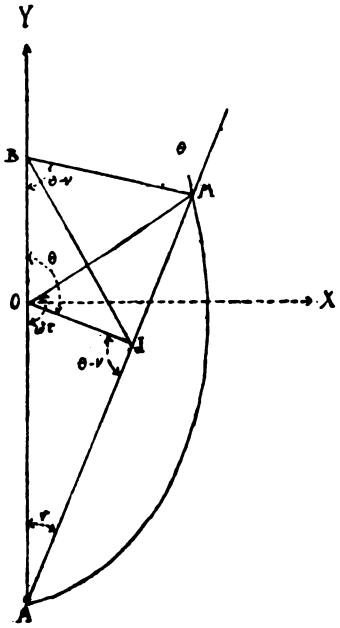


Fig. 2.

Folgerungen. — Aus dem Dreieck AOM folgt

$$\overline{AM^2} = E^2(1 + e^{-2\beta\tau} - 2e^{-\beta\tau}\cos\omega\tau), \tag{29}$$

ferner ist

$$AM = AI + IM. \tag{30}$$

Nun geben die Dreiecke AOI und IMO

Digitized by Google

$$\frac{AI}{\sin\Theta} = \frac{E}{\sin(\Theta-\vartheta)}; \qquad \frac{IM}{-\sin(\omega\tau+\Theta)} = \frac{Ee^{-\beta\tau}}{\sin(\Theta-\vartheta)} \tag{31}$$

woraus vermöge Gleichung (30)

$$AM = \frac{E\sin\Theta}{\sin(\Theta-\vartheta)}\left(1 - e^{-\beta\tau}\frac{\sin(\omega\tau+\Theta)}{\sin\Theta}\right) \tag{32}$$

Andererseits erhält man aus dem Dreieck AMB

$$\frac{AM}{\sin(\Theta-\vartheta)} = \frac{v}{\sin\Theta} \tag{33}$$

Durch Multiplikation von Gleichung (32) mit AM und unter Berücksichtigung von (33) und (29) ergibt sich schließlich die Beziehung, die τ als Funktion von v gibt

$$E\left(1 + e^{-2\beta\tau} - 2e^{-\beta\tau}\cos(\omega\tau)\right) = v\left(1 - e^{-\beta\tau}\frac{\sin(\omega\tau+\Theta)}{\sin\Theta}\right). \tag{34}$$

Im Falle der ruhenden Funkenstrecke ist v eine Konstante und die gesuchte Periode τ ist durch diese Gleichung bestimmt.

Welches ist nun der entsprechende Wert von i_0?

Aus den Dreiecken OMI und OAM entnimmt man

$$OI = Ee^{-\beta\tau}\frac{\sin(\omega\tau+\vartheta)}{\sin(\Theta-\vartheta)}; \qquad AM = \frac{E\sin\omega\tau}{\sin(\omega\tau+\vartheta)} \tag{35}$$

woraus durch Multiplikation

$$OI \cdot AM = E^2 e^{-\beta\tau}\frac{\sin\omega\tau}{\sin(\Theta-\vartheta)}. \tag{36}$$

Ersetzt man OI durch seinen Wert der Gleichung (26) und AM durch Gleichung (32), so erhält man

$$i_0\sqrt{\frac{L}{C}}\sin\Theta\left(1 - e^{-\beta\tau}\frac{\sin(\omega\tau+\Theta)}{\sin\Theta}\right) = Ee^{-\beta\tau}\sin(\omega\tau). \tag{37}$$

Durch diese Beziehung ist nun auch i_0 gegeben.

(Mit einigen Änderungen aus dem Französischen frei übersetzt von Franz Tank).

Angelika Székely de Doba, Die Kontaktdetektoren. (Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften in Wien, Mathem.-naturw. Klasse, Abteilung IIa, Bd. 127, Heft 5.)

Für das elektrische Verhalten der Kontaktdetektoren sind drei Theorien aufgestellt worden, eine thermoelektrische Theorie, eine

Digitized by Google

Elektronentheorie und eine elektrochemische Theorie. Die Arbeit stellt sich auf den Standpunkt der letzteren, welche annimmt, daß die Wirkung des Detektors bedingt wird durch das Vorhandensein einer Flüssigkeitshaut molekularer Dicke an der Berührungsstelle der den Kontakt bildenden Substanzen. Daß auf den porösen, wasserhaltigen Kristallen, wie z. B. Bleiglanz, die (alle Körper bedeckende) Wasserhaut besonders gut ausgebildet ist, kann als wahrscheinlich gelten.

Der experimentelle Teil der Arbeit behandelt in erster Linie den Bleiglanz-Graphit-Kontakt, daneben die Systeme Rotzinkerz-Kupferkies (Perikondetektor), Psilomelan-Kupfer und Tellur-Graphit. Die Untersuchung auf Wellenempfindlichkeit geschieht mit Hilfe eines gewöhnlichen Stationsprüfers. (Schwingungskreis mit Summererregung und angekoppeltem aperiodischem Detektorkreis mit Galvanometer parallel zum Blockkondensator.)

Die elektrischen Eigenschaften des Detektors werden veranschaulicht durch seine Charakteristik, d. h. den Verlauf der Spannung am Detektor als Funktion der hindurchfließenden Gleichstromstärke. Bei geringen Stromwerten steigt im allgemeinen die Spannung mit wachsendem Strom, doch erhält man entsprechend den zwei Stromrichtungen zwei Kurvenäste, deren Divergenz ein Maß für die Unipolarität und damit für die Wirksamkeit des Detektors bildet.

Schwache Gleichströme verändern meist die Empfindlichkeit des Detektors, und zwar hängt der Sinn dieser Änderung von der Stromrichtung ab. Für den Bleiglanz-Graphit-Kontakt ist im allgemeinen die Stromrichtung vom Bleiglanz zum Graphit die verbessernde. Bei stärkerem Strom tritt ein „Zusammenbruch" der Charakteristik ein, der Detektor wird unempfindlich, läßt sich aber durch Stromdurchgang in entgegengesetzter Richtung meist wieder verbessern. Wachsender Strom in verschlechterndem Sinne hat eine Umkehr der Polarität (des bei Wechselstromdurchgang vom Detektor gelieferten Gleichstromes) zur Folge, die Äste der Charakteristik bilden dann eine Schleife.

Beim Perikondetektor erweist sich die Empfindlichkeitsänderung als von der Zeit nach Aufhören des Belastungsstromes abhängig, der Detektor erreicht langsam seine normale Wirksamkeit wieder.

Sehr starker Strom hat infolge seiner thermischen Wirkungen dauernde Zerstörung jedes Detektors zur Folge; die Charakteristik wird eine Gerade.

Die Untersuchung über den Einfluß von nieder- und hochfrequenten Wechselströmen auf die Wirksamkeit des Bleiglanzdetektors ergibt, daß derartige Ströme sich wie verschlechternder Gleichstrom verhalten, daß

Digitized by Google

somit die verschlechternde Wirkung der einen Wechselstromkomponente die verbessernde der anderen überwiegt.

Der Einfluß der Temperatur stellt sich dar als Zunahme der Wellenempfindlichkeit bei tiefen, Abnahme bei hohen Temperaturen. Bei längerem Erhitzen in trockener Luft trat dauernde Zerstörung ein, ebenso beim Erhitzen in Öl.

Die Analogie mit dem Verhalten eines galvanischen Elementes führt zu der Hypothese, daß die Berührungsstelle anzusehen ist als ein solches Element von sehr kleinen Dimensionen, dessen Eigenspannung durch Polarisation überdeckt ist. Zur Prüfung dieser Annahme wird ein kleines Graphit-Wasser-Bleiglanzelement in der oben erläuterten Weise untersucht. Es ergibt sich, daß ein solches Element sich in polarisiertem Zustande ganz ähnlich verhält wie ein Detektor. Da sich jedoch bei letzterem infolge der Kleinheit der Elektroden die Polarisation sehr schnell ändern kann, so sind Polarisationsströme an Detektoren nicht nachweisbar. Die Annahme, daß an den Berührungsstellen der Detektoren ähnliche elektrochemische Vorgänge auftreten, wie in galvanischen Elementen, liefert daher eine ungezwungene Erklärung der Wirkungsweise der Kontaktdetektoren.

Dr. G. Zickner.

Über radioelektrische Versuche während der Sonnenfinsternis am 29. Mai 1919.

Bei der Übertragung elektromagnetischer Wellen auf große Entfernungen macht sich ein großer Unterschied zwischen Tag und Nacht bemerkbar. Man vermutet, daß diese Beeinflussung durch Ionisation der oberen Schichten der Atmosphäre unter der Einwirkung des Sonnenlichtes hervorgerufen wird. Bei einer Sonnenfinsternis kann man in sehr bequemer Weise Einblick in diese Vorgänge bekommen, denn im inneren Kegel des Kernschattens kann das Sonnenlicht keinerlei Einfluß ausüben. Seine ionisierende Wirkung ist aufgehoben und eine Wiedervereinigung vorhandener Ionen kann stattfinden. Diese Einwirkung der Sonnenfinsternis beginnt schon im Halbschatten, tritt aber erst voll im Kernschatten in Erscheinung. Greift man also einen Punkt der oberen Atmosphäre heraus, so findet zunächst im Halbschatten eine geringe Wiedervereinigung von Ionen statt, aber in dem Maße, wie die Finsternis gegen den Punkt vorrückt und die Dunkelheit zunimmt, geht die Wiedervereinigung schneller vor sich und unterbleibt die Bildung von neuen Ionen immer mehr. Nach der Totalität macht

Digitized by Google

sich die ionisierende Wirkung des Sonnenlichts wieder mehr und mehr bemerkbar. Erscheinungen ähnlicher Art treten wohl jeden Tag bei Sonnenaufgang und -Untergang auf und sind die Ursache für die dann beobachteten enormen Änderungen in der Lautstärke der aufgenommenen Zeichen. Da die elektrischen Wellen eine gekrümmte Bahn durch die Atmosphäre vom Sende- zum Empfangsort nehmen werden, passieren Signale zwischen nahegelegenen Stationen niedrigere Schichten der Atmosphäre, während sie bei weitentfernten Stationen in höhere Schichten gelangen. Die Sonnenfinsternis beeinflußt die Ionisation der oberen und unteren Luftschichten verschieden, man kann also verschiedene Effekte erwarten, je nachdem die elektrischen Wellen kürzere oder längere Strecken zurückgelegt haben. Weiterhin werden wahrscheinlich auch lange Wellen durch die Ionisation der Luft mehr beeinflußt werden als kurze. Zur Klärung dieser Fragen über den Einfluß der oberen Schichten der Atmosphäre auf die Übertragung elektrischer Wellen sind von der Britischen Vereinigung für radiotelegraphische Untersuchungen eine Reihe von Versuchen während der am 29. Mai 1919 stattfindenden Sonnenfinsternis vorgesehen.

Der Verfinsterungsschatten bildet auf der Erde einen Kreis von etwa 234 km Durchmesser und bewegt sich mit einer Geschwindigkeit von etwa 0,57 km in der Sekunde von Westen nach Osten. Zwischen 11^{30} und 12^{00} (mittl. Greenwich Zeit) liegt er auf dem Amerikanischen Festlande in Bolivien und Brasilien, läuft dann über den Atlantischen Ozean nahe am Äquator und über Afrika von Französisch Kongo nach Mozambique. Während der Finsternis geben eine Reihe von Stationen Zeichen, die aus Buchstaben bestehen, welche nach einem vorgeschriebenen Plane von Minute zu Minute wechseln. Die Empfangsstation schreibt nur den Buchstaben auf und seine Lautstärke nach einer zehnstufigen Skala. Weitere Zeitangaben brauchen auf Grund des Buchstabenplanes nicht gemacht zu werden. Am Tage vor der Finsternis wird eine kurze Zeit zur Probe gegeben.

Die britischen Marinestationen Aszension und Azoren werden dauernd senden. Da besonders die Beobachtung der Wellen interessiert, die das von der Finsternis betroffene Gebiet passieren, so wird eine Reihe von Empfangsstationen nördlich des Äquators, während der Schatten auf dem Atlantischen Ozean liegt, von Aszension empfangen und ebenfalls eine Reihe südlich des Äquators von Azoren. Ähnliche Programme sollen von den Stationen Annapolis, in Darien und auf den Falkland-Inseln, in Ägypten und Südafrika durchgeführt werden. Der Empfang von Aszension wird also z. B. mit dem Fortschreiten

Digitized by Google

des Schattens seine Lautstärke ändern in Stationen folgender Reihenfolge: Demerara, Jamaika, Westküste der Vereinigten Staaten und Kanada, Irland, England, Frankreich, Italien und Ägypten. Die Sendestationen Darien und Annapolis, Aszension und Azoren ändern außerdem noch die Wellenlänge. Empfangsstationen sind auf See und an Land von den verschiedenen Regierungen und der Marconi Comp. ausgerüstet worden. Die Verarbeitung des Materials erfolgt durch die britische Vereinigung für radiotelegraphische Untersuchungen. Über die Ergebnisse wird später berichtet werden. (Nach The Electrician **82**, Heft 19, 1919.) Dr. E. Lübcke.

Patentschau.[1])

Von **H. Eales.**

D.R.P. 304090. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 28. Januar 1914 ab.

1. Vorrichtung zur stetigen Veränderung der Selbstinduktion und Koppelung, bei welcher die eine Spule eines Spulenpaares gegenüber der anderen um 180° gedreht und während dieser Drehung zwangläufig zunächst vor der festen entfernt und dann ihr wieder genähert wird, dadurch gekennzeichnet, daß die Bewegung und Verdrehung der

1) Dem im Jahrb. 13, 460, geäußerten Wunsche entsprechend erscheint im vorliegenden Hefte die Patentschau in abgeänderter Form. Indessen ergab sich dabei, daß der Abdruck des ersten Patentanspruchs allein, selbst unter Beifügung von Figuren, meist nicht genügt, um einigermaßen erschöpfend den Inhalt des Patents wiederzugeben, zumal da das Deutsch der Patentansprüche meist an sich schon nicht so leicht verständlich ist. Da bei der früher üblichen Form der Berichte oftmals mit weniger Worten eine erschöpfendere Wiedergabe des Patentgegenstandes möglich ist, und dann sogar oft noch die Beifügung einer, viel Raum wegnehmenden Figur entbehrlich wird, soll diese neue Form der Berichterstattung nur so lange beibehalten werden, wie noch über die während der Kriegszeit zwar amtlich herausgegebenen, jedoch von der Berichterstattung in der „Patentschau" einstweilen zurückgehaltenen deutschen Patente, sowie über die sogenannten „Kriegspatente", d. h. über die ohne Bekanntmachung erteilten deutschen Patente, deren Veröffentlichung nunmehr freigegeben worden ist, berichtet wird, dann aber wieder zu der früher üblichen Form der Patentschau zurückgekehrt werden. Bemerkt wird noch, daß in Zukunft bei inländischen Patentschriften der Tag des Beginns des Patentschutzes nebst etwaigen Auslandsprioritäten und bei ausländischen Patentschriften außerdem noch der Tag des Erscheinens der Originalpatentschrift als Druckschrift angegeben werden wird.

Digitized by Google

Spulen gegeneinander derart erfolgt, daß der Mittelpunkt der beweglichen Spule senkrecht über dem Mittelpunkt der festen Spule verbleibt.

2. Ausführungsform der Vorrichtung nach Anspruch 1 dadurch gekennzeichnet, daß die bewegliche Spule mittels eines Doppelhebelarmes (f und g) von der festen Spule entfernt und ihr wieder genähert wird (siehe Fig. 1).

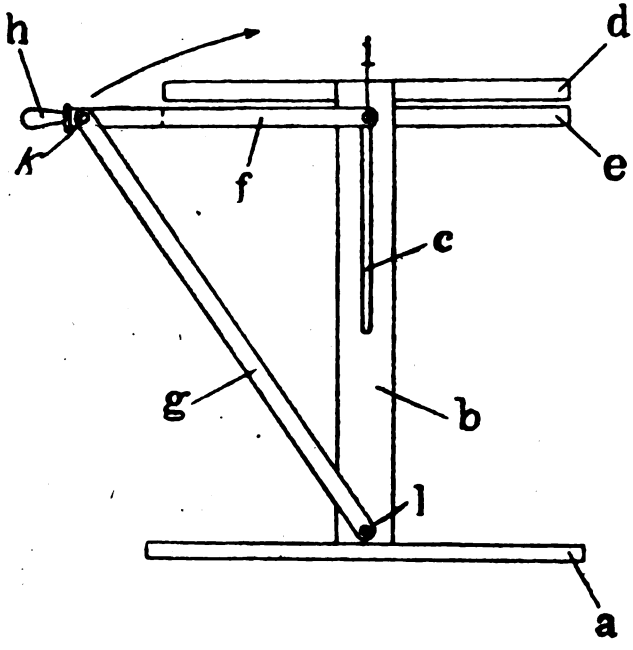


Fig. 1.

3. Ausführungsform der Vorrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß von einem Spulenpaar die eine Spule um 180° gedreht werden kann, während gleichzeitig die andere Spule mittels einer Kurbel (e') und Pleuelstange (f') von der ersteren zwangläufig entfernt und ihr wieder genähert wird (siehe Fig. 2).

4. Ausführungsform der Vorrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die bewegliche Spule in zwei zueinander senkrecht angeordneten Schlitzführungen (e'' und g'') o. dgl. geführt wird, wodurch eine Drehung um 180° und eine gleichzeitige zwangläufige Hin-

Digitized by Google

und Herbewegung der Spule zum Zwecke der Umkehrung der Kraftlinieneinrichtung ermöglicht wird (siehe Fig. 3).

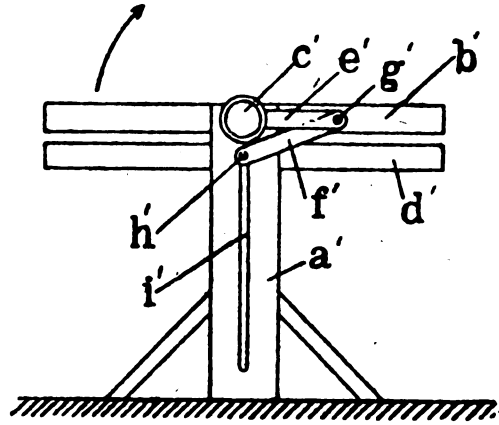


Fig. 2.

D. R. P. 304885 derselben Firma, Zusatzpatent zu dem vorstehend behandelten D. R. P. 304090. Patentiert vom 4. März 1914 ab.

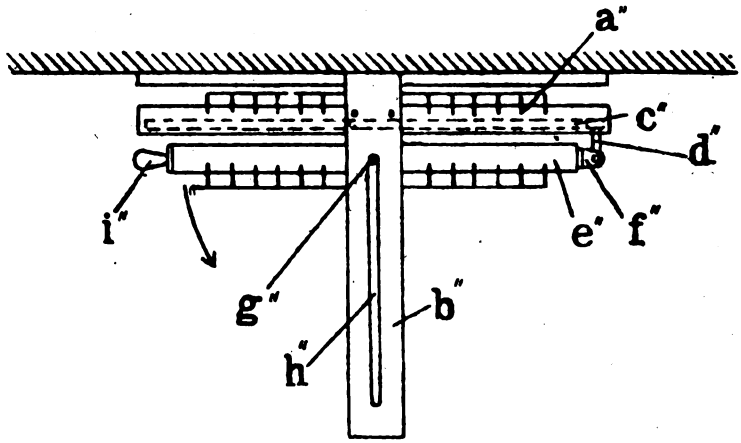


Fig. 3.

1. Ausführungsform der Vorrichtung zur stetigen Veränderung der Selbstinduktion und Koppelung nach Patent 304090, dadurch gekennzeichnet, daß die in einem Nutenkreuz geführte drehbare Spule

Digitized by Google

mit Hilfe eines an dem äußeren Rande der Drehspule angreifenden Hebelarmes mit feststehendem Drehpunkt bewegt wird (siehe Fig. 4).

2. Vorrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der die Drehspule bewegende Hebelarm aus zwei oder mehreren teleskopartig ineinander verschiebbaren Teilen besteht, wodurch über das Spulengehäuse hervorragende Teile vermieden werden.

3. Vorrichtung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß um den feststehenden Drehpunkt des die Spule bewegenden Hebel-

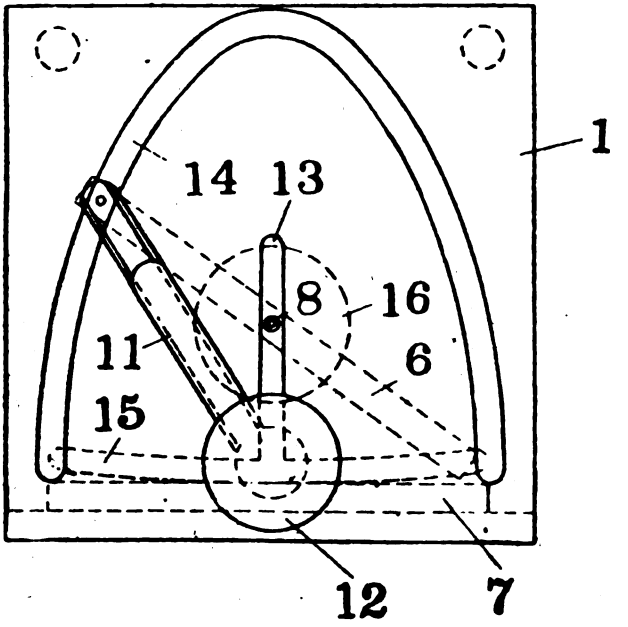


Fig. 4.

armes eine Gradeinteilung angeordnet ist, welche den stetigen Verlauf der Steigerung bzw. Abnahme des Induktions- bzw. Koppelungswertes der Spulenanordnung anzeigt.

D. R. P. 304914 derselben Firma. Zusatz zu demselben Patent 304090. Patentiert vom 21. April 1914.

1. Fernantrieb für eine Vorrichtung zur stetigen Veränderung der Selbstinduktion und Koppelung nach Patent 304090, dadurch gekennzeichnet, daß durch einen Schnurantrieb die bewegliche Spule gleichzeitig gedreht sowie gehoben und gesenkt wird.

Digitized by Google

2. Fernantrieb nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die bewegliche Spule mit einer Schnurscheibe (*g*) versehen ist, die mittels Schnur o. dgl. mit einer Antriebsscheibe (*h*) verbunden ist, die ihrerseits noch eine dritte Scheibe (*i*) treibt, mit welcher ein doppelter, an seinen Enden zwei lose Rollen tragender Hebelarm fest verbunden ist, so daß bei einer Drehung der Scheiben die Verbindungsschnur gespreizt und somit die bewegliche Spule gleichzeitig gedreht bzw. gehoben und gesenkt wird.

Fig. 5 zeigt eine Vorderansicht mit gesenkter Drehspule, Fig. 6 dieselbe mit angehobener Drehspule.

D.R.P. 304572. Dr. Erich F. Huth G. m. b H. Vom 29. Januar 1915 ab.

1. Vorrichtung zur Veränderung der Selbstinduktion, bei welcher eine Leiteranordnung rautenförmig zusammengelegt wird, dadurch gekennzeichnet, daß die Leiteranordnung so gewählt ist, daß die veränderliche Fläche vom Strom in einer Richtung umlaufen wird, wobei die Bewegung der Leitung derart erfolgt, daß die Spannung der Leiter gegeneinander bei Annäherung derselben aneinander bis zu Null sinkt (siehe Fig. 7).

2. Vorrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß starre Leiter gelenkig miteinander verbunden sind, so daß eine Verkleinerung der von ihnen umschlossenen Fläche vorgenommen werden kann (siehe Fig. 8).

D.R.P. 300975. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt bei Berlin. Vom 24. Dezember 1916 ab.

1. Variometer, bestehend aus zwei verstellbaren, kammartig ineinandergreifenden Gruppen von einander parallelen Flachspulen, dadurch gekennzeichnet, daß jede Spulengruppe in einen geschlossenen Halterahmen eingesetzt und beide durch an diesem oder an den Spulen angebrachte Ansätze in geeignetem Abstand voneinander gehalten werden (siehe Fig. 9).

2. Variometer nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch die Verriegelung der Haltespulen in ihrem Halterahmen mit Hilfe von durch den Rahmen geführten Querstäben.

D.R.P. 302683. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 7. März 1917 ab.

Stromabnehmer für Selbstinduktionsspulen, dadurch gekennzeichnet, daß der Spulendraht von drehbaren, mit Rillen versehenen Säulen getragen wird, welche an ihrem Umfange um je einen gleichen Winkel und um je einen oder mehrere Windungsabstände gegeneinander ver-

Digitized by Google

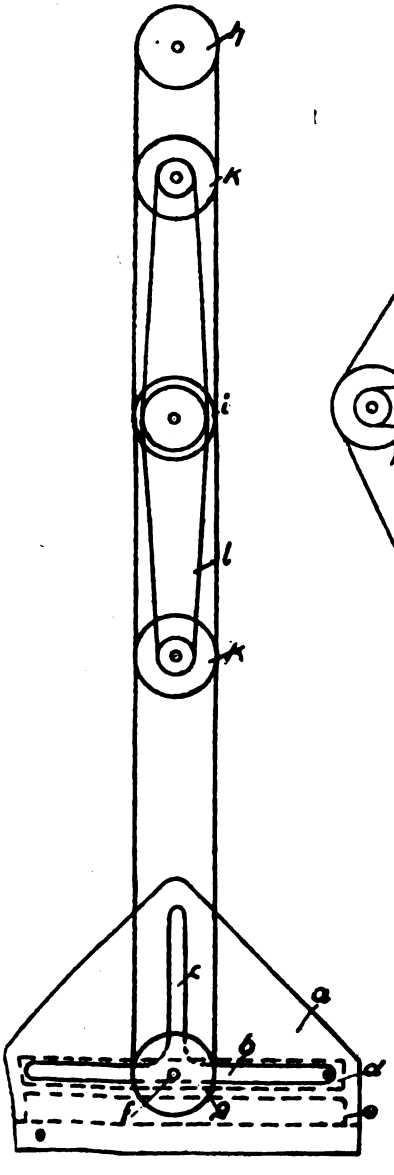


Fig. 5.

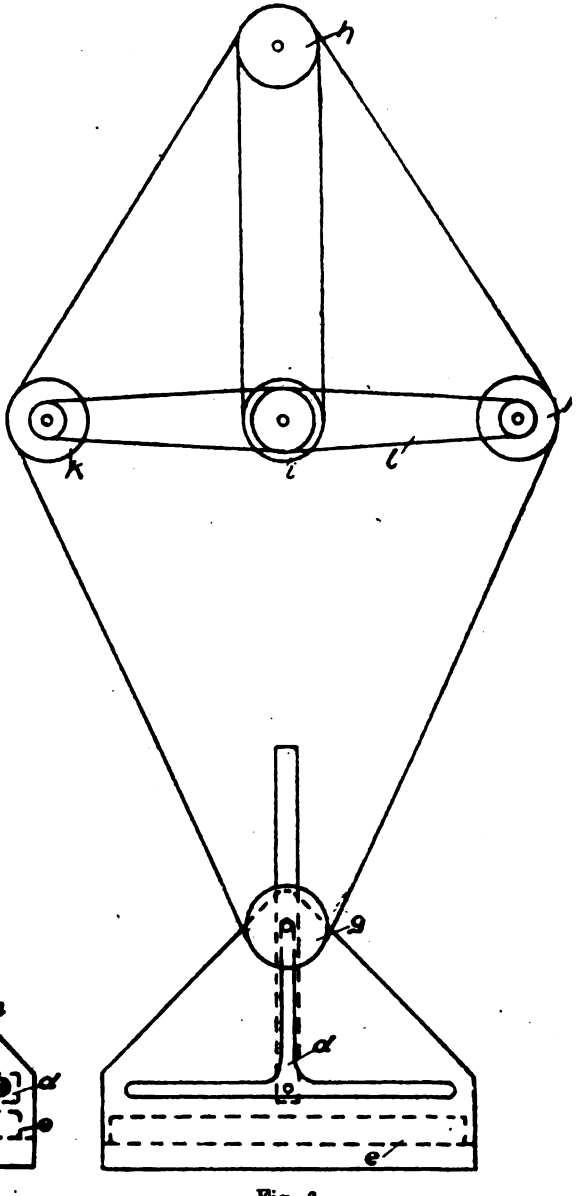


Fig. 6.

Digitized by Google

setzte, mit einer metallischen Achse leitend verbundene Kontaktflächen besitzen, so daß durch Drehen der Säulen ein oder mehrere beliebige und veränderliche Teilbeträge der Spule eingeschaltet werden können.

Fig. 10 ist eine Seitenansicht, Fig. 11 eine Draufsicht auf diese Anordnung.

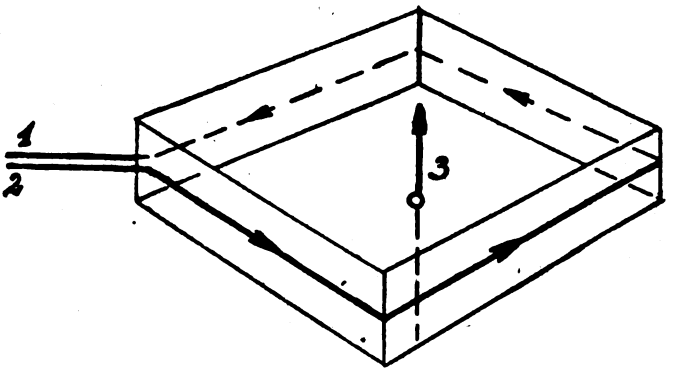


Fig. 7.

D. R. P. 293098 derselben Gesellschaft. Vom 15. Juli 1915 ab.

1. Stromabnehmer für Selbstinduktionsspulen aus Material von rundem oder flachem, aber am Rande wulstförmig verstärktem Querschnitt, bei welchem mehrere federnde Kontaktglieder das Spulen-

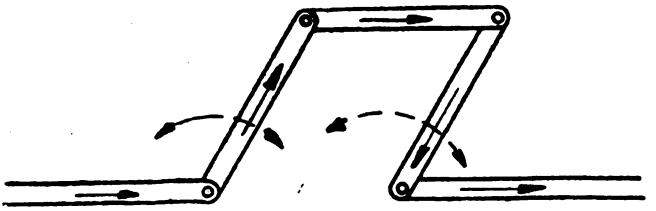


Fig. 8.

material umklammern, um jeder Krümmung des Leiters sich anzupassen, dadurch gekennzeichnet, daß diese Kontaktglieder so ausgebildet und in einem Gehäuse derart angeordnet sind, daß sie von diesem nur seitlich geführt werden, während sie nach allen anderen Richtungen frei beweglich sind und vom Spulenmaterial geführt werden.

2. Stromabnehmer nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß

Digitized by Google

die Kontaktfedern durch feste zur zwangläufigen Führung dienende Zwischenwände in Gruppen unterteilt werden.

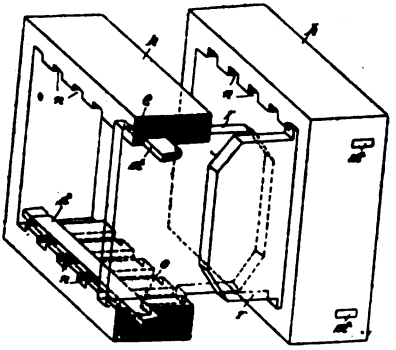


Fig. 9.

Fig. 12 ist ein Schnitt, Fig. 13 eine Seitenansicht mit teilweisem Schnitt.

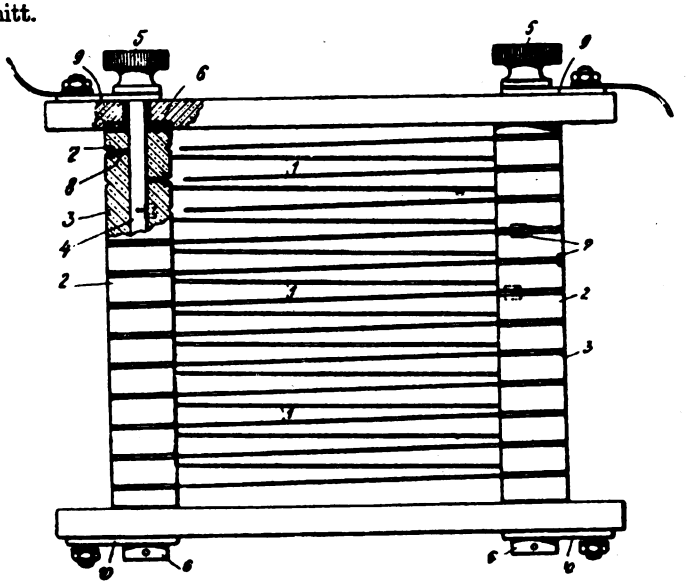


Fig. 10.

D. R. P. 304921 derselben Gesellschaft. Vom 17. Mai 1917 ab.

1. Stromabnehmer, insbesondere für Empfangsapparate der drahtlosen Telegraphie, gekennzeichnet durch Kontaktschienen oder -ringe,

Digitized by Google

namentlich solche aus Edelmetall mit abgerundeter Kontaktbahn, auf denen mehrere parallel geschaltete Schleiffedern zur Stromabnahme gleiten.

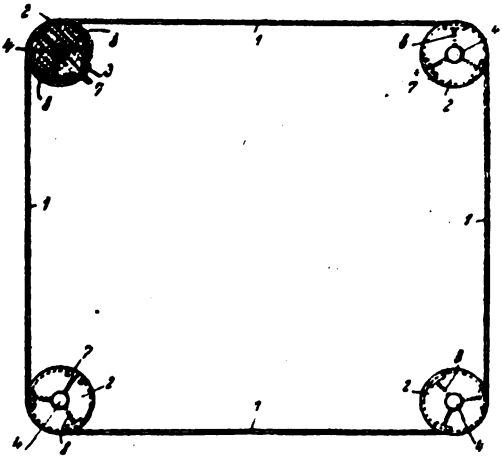


Fig. 11.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die mittleren der mehrfachen Schleiffedern Edelmetallkontaktflächen haben.

Fig. 14 zeigt diese Anordnung.

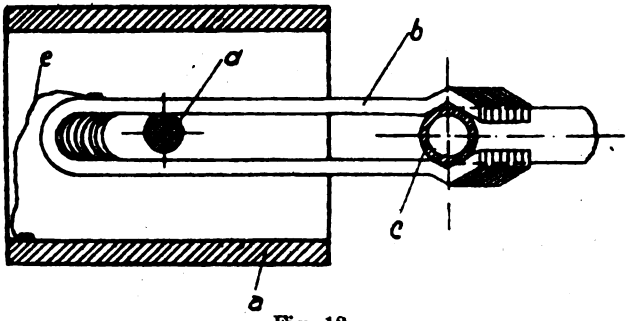


Fig. 12.

D. R. P. 292925. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 18. Mai 1915 ab.

Veränderliche Selbstinduktion aus einem spiralförmig aufgewundenen Draht, wobei die Veränderung der Selbstinduktion durch Zu-

Digitized by Google

sammenwinden oder Nachlassen der Federspannung erfolgt, dadurch gekennzeichnet, daß der spiralförmig aufgewundene Draht im ganzen

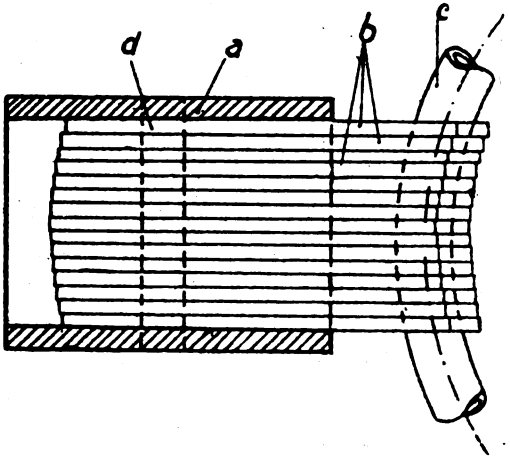


Fig. 13.

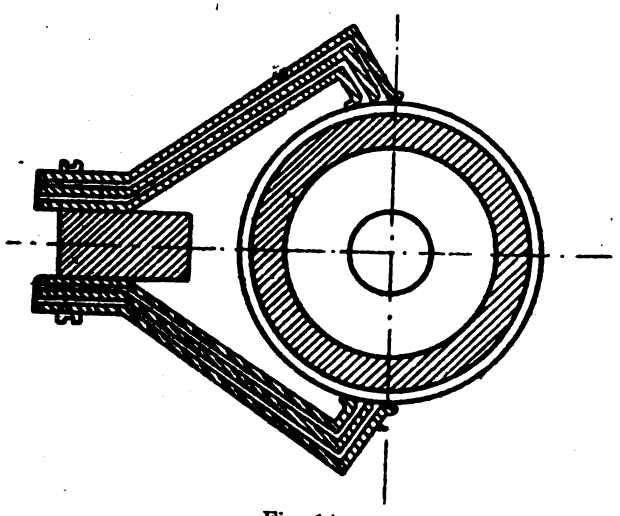


Fig. 14.

oder an besonderen Stellen (Kontaktstellen) blank oder mit Kontakten versehen hergestellt ist, wodurch außer der Veränderung der Selbst-

Digitized by Google

induktion durch Änderung der Steigung der Spirale noch eine Änderung der Selbstinduktion durch Schaltung (Zuschalten, Abschalten oder Kurzschluß von Windungen) erfolgt. Fig. 15 zeigt diese Anordnung.

D.R.P. 293650. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 14. Juli 1914 ab.

1. Wicklungsanordnung für Variometerspulen, dadurch gekennzeichnet, daß die Wicklung der beweglichen Spule derart unterteilt ist, daß immer die Hälfte eines Wicklungsteiles zwischen zwei Stromzuführungen auf der einen Seite, die andere Hälfte auf der anderen Seite einer mit der Drehachse zusammenfallenden Ebene liegt.

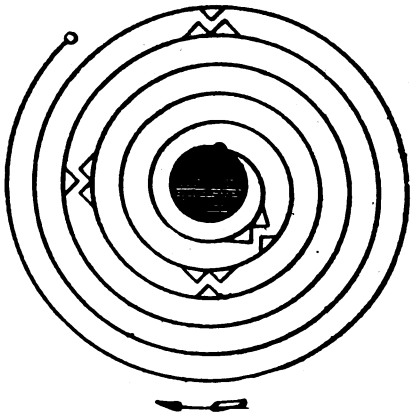


Fig. 15.

2. Wicklungsanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß bei Zylinderspulenwicklung die beiden Hälften eines Wicklungsteiles durch die die Trennebene ganz oder teilweise ausfüllende Haltewand hindurch miteinander verbunden sind.

D.R.P. 292782 derselben Gesellschaft. Vom 7. März 1914 ab.

1. Spulenanordnung, im besonderen für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß die Windungen zweier oder mehrerer Spulen ineinandergewickelt sind, wobei die Spulenflächen sich nicht vollständig decken, sondern verschieden gestaltet bzw. gegeneinander verschoben sind, so daß an bestimmten Stellen die Windungen je einer Spule hervortreten und dort die Anordnung eines Stromabnehmers gestatten, mit dem die Änderung der Windungszahl unabhängig von den anderen Spulen bewirkt werden kann.

2. Spulenanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der gemeinsame Spulenkern eine entsprechende Anzahl von Längsnuten (*a*) und Abflachungen (*f*) besitzt, in welche die abzudeckenden Windungen durch Isolationsstäbe (*e* bzw. *f*) hineingepreßt werden (siehe Fig. 16 und 17).

D.R.P. 295350 derselben Gesellschaft. Vom 14. Juli 1914 ab.

1. Schaltanordnung für Variometerspulen für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß die bewegliche

Digitized by Google

Spule durch zwei miteinander zwangläufig verbundene Schalter mit einem Teil der festen Spule parallel bzw. mit beliebig vielen Teilen hintereinander geschaltet wird.

2. Schaltanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Schalter durch eine lösbare Hebelkoppelung zwangläufig verbunden sind, durch welche beim Drehen des Hauptschalters (*a*) der zweite

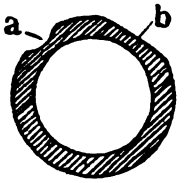


Fig. 16.

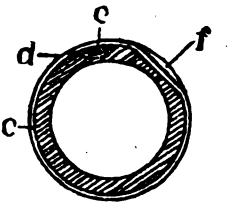


Fig. 17.

Schalter (*b*) mitgenommen wird, derart, daß die ursprünglich parallel geschalteter Variometer hintereinander geschaltet werden (siehe Fig. 18).

Zur näheren Erläuterung mögen folgende Angaben dienen. Mit I (Fig. 18) ist die bewegliche Spule bezeichnet, mit II, III und IV Teile der festen Spule. Die bewegliche Spule I ist an den Kontakt 1 angeschlossen und im Punkt 5 mit der Antenne verbunden; der mit II und III bezeichnete Teil der festen Spule ist vom Kontakt 1 über Kontakte 6, 3, Schaltmesser *b*, Kontakt 5, Antenne mit der Spule I parallel geschaltet, solange das Schaltmesser *a* sich auf dem Kontakt 1 und somit das Schaltmesser *b* auf dem Kontakt 5 befindet. Durch die Parallelschaltung wird der kleinste Selbstinduktionswert und somit die kleinste Wellenlänge erreicht. Geht das Schaltmesser *a* vom Kontakt 1 auf den Kontakt 2 über, so wird zwangläufig das Kontaktmesser *b* von 5 nach 6 geschoben. Der Stromkreis geht nun von dem Schaltmesser *a* über Kontakt 2, feste Spule II, bewegliche Spule I, Kontakt 5 zur Antenne. Die Spule I ist mit der Spule II hintereinander geschaltet, was einen größeren Selbstinduktionswert und somit eine größere Wellenlänge zur Folge hat. Beim Weiterschreiten des

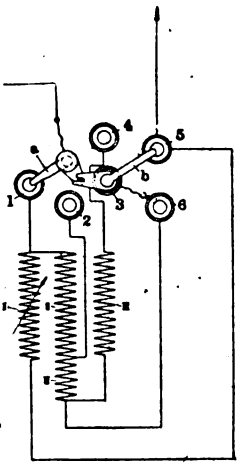


Fig. 18.

Digitized by Google

Schaltmessers a auf die Kontakte 3 und 4 werden weitere Teile der festen Spule hinzugeschaltet.

Der Vorteil der Parallel- und Hintereinanderschaltung einzelner Teile des Antennenvariometers ist der, daß man mit drei Abstufungen der Spule vier verschiedene Grundwerte der Selbstinduktion erreicht, die man mit Hilfe der beweglichen Spule variieren kann.

D. R. P. 296460 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 15. Juli 1915 ab.

Drosselspule für Hochfrequenz-Starkstromanlagen zur Fernhaltung der Hochfrequenzhochspannungen von Apparaten, Stromquellen o. dgl., dadurch gekennzeichnet, daß die Spulen von Stromkreisen verschiedener Frequenzen oder von Teilen eines Stromkreises, in denen Hochspannungen verschiedener Frequenzen auftreten, durch magnetische Verkettung vereinigt werden, wobei die Windungszahlen der Einzelteile der so gebildeten Gesamtdrosselspule mit Rücksicht auf die Frequenzen

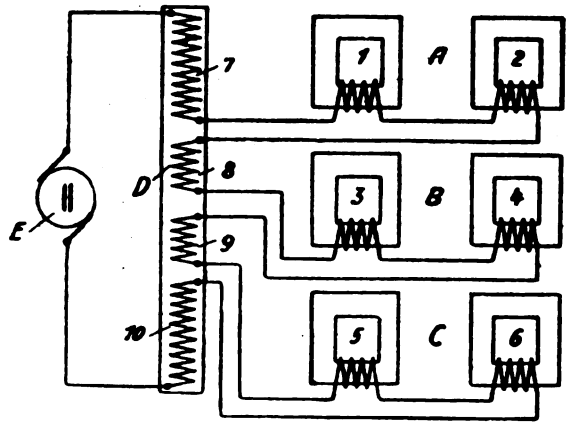


Fig. 19.

und Hochfrequenzspannungen der Teilkreise zweckmäßig so abgestuft werden, daß die Drosselwirkung für alle Frequenzen annähernd gleich ist (siehe Fig. 19).

Diese Figur zeigt beispielsweise drei Paare von Transformatoren A, B und C einer Periodenverdoppelungsanlage mittels ruhender gleichstrommagnetisierter Eisenkerne. Der Übersichtlichkeit wegen sind die Wechselstromwicklungen auf den Kernen 1, 2, 3, 4, 5, 6 der Periodentransformatoren sowie ihre Verbindungsleitungen weggelassen und nur die zur Magnetisierung erforderlichen Gleichstromwicklungen gezeichnet.

Digitized by Google

D zeigt die den Gegenstand der Erfindung bildende Drossel mit magnetischer Verkettung der einzelnen Teile 7, 8, 9 und 10, die den Zweck hat, die in den Periodentransformatoren erzeugten Hochfrequenzspannungen von einer gemeinschaftlichen Gleichstromquelle *E* abzuhalten.

D. R. P. 293651, Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 25. Januar 1916 ab.

1. Litzendrahtspule mit veränderlicher Windungszahl für Schwingungskreise, dadurch gekennzeichnet, daß die Einzelleiter der Litze unter Ausnutzung des Umstandes ihrer gegenseitigen Isolation wahlweise in Serien- oder Parallelschaltung verwendet werden.

2. Spule für Schwingungskreise nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß das vorhandene Kupfermaterial der Spule bei Serien- oder Parallelschalten der Leiter in der Weise ausgenutzt wird, daß beim kleinsten Selbstinduktionswert der Spule alle Einzelleiter parallel geschaltet sind und beim größten Selbstinduktionswert der Spule alle Einzelleiter in Serien, wobei alle Zwischenstufen durchlaufen werden können.

Fig. 20 zeigt dies schematisch bei einer Windung. Der Litzenleiter *l* ist zu einem Kreisbogen zusammengebogen. Die einzelnen Drähte des Litzenleiters sind für sich herausgeführt, wobei immer *a*, *b*, *c*, *d*, *e*, *f* den Anfang, *a'*, *b'*, *c'*, *d'*, *e'*, *f'* das Ende zusammengehöriger Einzelleiter darstellen. Man kann mit dieser einfachen Anordnung sehr erhebliche Selbstinduktionswerte erzielen und vor allen Dingen auch sehr starke Änderungen der Selbstinduktion herbeiführen. Die kleinste Selbstinduktion ist vorhanden, wenn man den übrigen Stromkreis bei *a* und *a'* anschließt. Es wird dann die Schleife *l* nur einmal durchlaufen. Hierbei kann man natürlich zweckmäßig das vorhandene Kupfer ausnutzen und alle Leiter parallel durchlaufen lassen. Man wird daher die Anfänge und Enden unter sich verbinden. Will man nun eine größere Selbstinduktion derselben Schleife herstellen, so kann man dies dadurch tun, daß man die Schleife zweimal durchlaufen läßt, indem man z. B. die Zuleitung bei *a* in die Schleife hineinführt, *a'* mit *b* verbindet und bei *b'* die Ableitung anschließt, denn die Einzelleiter der Litze sind im allgemeinen hinreichend gegeneinander isoliert. Die Selbstinduktion

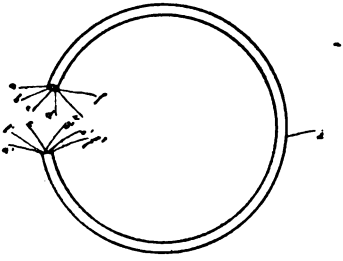


Fig. 20.

Digitized by Google

hat dann nahezu den vierfachen Wert. Um auch hier wieder das vorhandene Kupfer auszunutzen, kann man a, b, c parallel schalten, ebenso d, e, f, a', b', c' und d', e', f'. Will man die Schleife dreimal durchlaufen, so hat man neunfache Selbstinduktion und kann z. B., indem man je zwei Leiter parallel schaltet, bei a, b beginnen, a', b' mit c, d verbinden, aus c', d' in e, f hineingehen und bei e', f' herauskommen. Der größte Wert der Selbstinduktion wird erreicht, wenn man alle Leiter einzeln durchläuft. Man hat dann bei Verwendung von z. B. 20 Einzelleitern eine Variationsmöglichkeit von etwa 1 : 400, wobei auch gleichzeitig die Ausnutzung des vorhandenen Kupfers in der zweckmäßigsten Weise erfolgen kann. In der praktischen Ausführung werden an den Enden der Spulen der Einzeldrähte kleine Schalter angebracht, welche die Herstellung der jeweils gewünschten Schaltung gestatten.

D. R. P. 303093. Hans Boas in Berlin. Vom 9. Februar 1916 ab.

1. Leiter für schnelle Schwingungen, bestehend aus einer Anzahl von Einzelleitern, die für sich selbst eine geringe Widerstandszunahme ergeben und miteinander zu einer Litze verseilt sind, dadurch gekennzeichnet, daß jeder Einzeldraht mit einer starken Isolationshülle umgeben ist, die ihn von den Nachbarleitern so weit getrennt hält, daß die Wirbelfelder der einzelnen Leiter sich nicht mehr wesentlich beeinflussen, wodurch es möglich wird, einen Leiter mit beliebigem Querschnitt und beliebig kleiner Widerstandszunahme herzustellen.

2. Leiter nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Isolation des einzelnen Drahtes so stark ist, daß der Abstand von einem Draht zum anderen mindestens gleich dem Eigendurchmesser jedes einzelnen Drahtes ist.

D. R. P. 293458. Georg Schieferstein in Lich, Oberhessen. Patentiert vom 29. Mai 1912 ab. Unionspriorität vom 30. Mai 1911 auf Grund der Anmeldung in Frankreich anerkannt.

Vorrichtung zur stetigen Änderung der Induktivität eines Schwingungskreises, bestehend aus ein- oder mehrlagigen Zylinderspulen, die rechtwinklig zu ihrer Wickelachse gegen- bzw. ineinander bewegt werden, wobei jede der Zylinderspulen mit Zwischenräumen versehen ist, in welche die Windungen oder Windungsgruppen der anderen Spule eingeschoben werden können, dadurch gekennzeichnet, daß die festen Spulen in ihrer Gesamtheit den beweglichen in ihrer Gesamtheit parallel geschaltet sind,

Fig. 21 stellt ein Ausführungsbeispiel für mehrlagige Zylinder-

Digitized by Google

spulen dar. Die Zylinderspulen sind in diesem Falle ähnlich gewickelt wie die Sekundärspulen von Induktoren. Sie werden durch Drehung um die Achse *Q Q* ineinandergeschoben.

D. R. P. 299545. Aktiengesellschaft Mix & Genest, Telephon- und Telegraphenwerke in Berlin-Schöneberg. Patentiert vom 8 Juni 1915 ab.

Starkstrom-Variometer für elektrische Schwingungen mit einem *System* feststehender und drehbarer Spulen von je gleicher Anzahl,

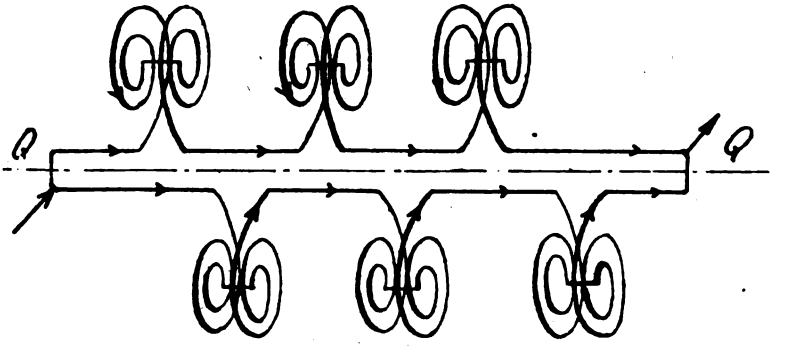


Fig. 21.

dadurch gekennzeichnet, daß sowohl die feststehenden als auch die beweglichen Spulen in einer Ebene liegen und beide Ebenen parallel zueinander angeordnet sind, wobei die feststehenden Spulen mit den beweglichen wechselweise hintereinander geschaltet werden und die Spulen jeder Ebene in ihrer Reihenfolge wechselnden Windungssinn erhalten.

D. R. P. 309894 derselben Firma. Vom 14. März 1918 ab.

1. Einrichtung zur Veränderung der Eigenschwingungsdauer elektrischer Schwingungskreise, gekennzeichnet durch eine derartige mechanische Verbindung eines Variometers mit einem veränderlichen Kondensator, daß bei der gleichzeitig im gleichen Sinne erfolgenden Änderung von Kapazität und Selbstinduktion die Selbstinduktionsspulen durch die Kondensatorplatten derart überdeckt werden, daß eine weitere Herabsetzung der Selbstinduktion stattfindet, zu dem Zwecke, eine möglichst große Veränderung der Eigenschwingungsdauer elektrischer Schwingungskreise zu erzielen.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Selbstinduktionsspulen und Kondensatorplatten auf einer gemein-

Digitized by Google

samen Achse befestigt sind, durch deren Verstellung in der einen Grenzlage ein Maximum der Selbstinduktion bei gleichzeitigem Maximum der Kapazität, und in der anderen Grenzlage ein Minimum der Kapazität und Selbstinduktion erzeugt wird.

3. Einrichtung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß durch ständiges Umlaufen der beweglichen Teile eine periodische Veränderung der Schwingungsdauer bewirkt wird.

4. Einrichtung nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch einen Umschalter, der eine wahlweise Parallel- oder Reihenschaltung der Spulen unter sich oder auch mit den Kondensatoren gestattet.

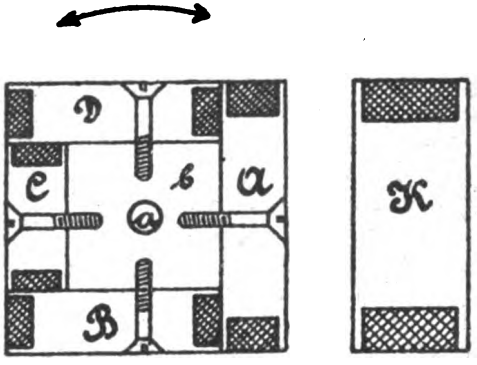


Fig. 22.

D. R. P. 308066. Rudolf Wetzer in Pfronten bei Kempten Bayern. Vom 20. April 1915 ab.

Drehbare Spulentrommel für drahtlose Telegraphie, gekennzeichnet durch die Anordnung der Spulen derart, daß jede derselben senkrecht zu ihren Nachbarspulen steht, zum Zwecke, beim Einstellen einer Spule in den Bereich der Koppelung ein Mitschwingen der anderen Spulen und rückwirkend deren Einfluß auf die in Benutzung stehende Spule zu vermeiden (siehe Fig. 22).

D. R. P. 308994. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 11. November 1917 ab.

1. Grob- und Feinregulierung für Abstimm- und Koppelungsmittel für Apparate der drahtlosen Telegraphie, bei denen für die Grob- und Feinregulierung eine einzige Abstimm- oder Koppelungsvorrichtung Verwendung findet, dadurch gekennzeichnet, daß die Grobregulierung in der Feinregulierung gelagert ist (siehe Fig. 28).

Digitized by Google

2. Ausführungsform der Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zwischen Grobregulierung und Feinregulierung

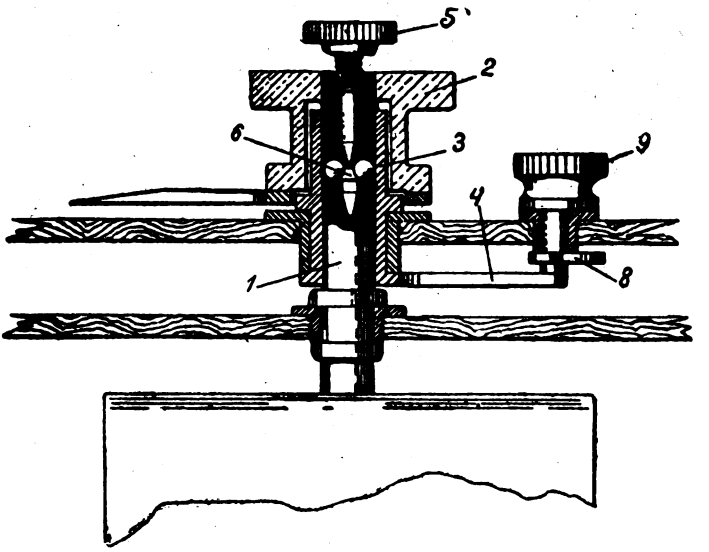


Fig. 23.

eine lösbare Koppelung derart eingebaut ist, daß diese Koppelung gleichzeitig als Arretierung der Grobregulierung in der Feinregulierung dienen kann.

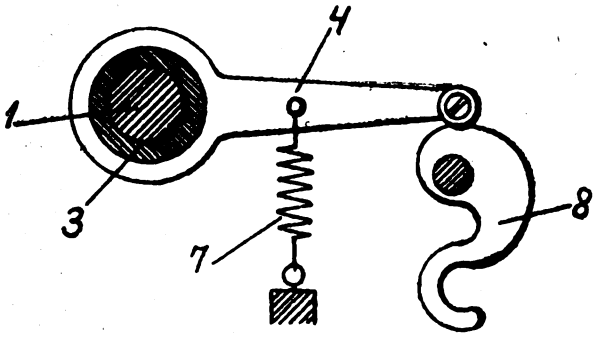


Fig. 24.

3. Ausführungsform der Einrichtung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß die Grobregulierung mit Hilfe von federnder Reibung mit der Feinregulierung gekoppelt ist.

Digitized by Google

4. Ausführungsform der Einrichtung nach Anspruch 1 bis 3 dadurch gekennzeichnet, daß die Feinregulierung durch Feder- und Hebelübertragung von einer Kurvenscheibe, einem Keil o. dgl. erfolgt (siehe Fig. 24).

D. R. P. 308995 derselben Gesellschaft. Vom 30. Dezember 1917.

1. Stromzuführung für drehbare Teile für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, gekennzeichnet durch isolierte Litzen oder Massivdrähte, die in einem Gehäuse erschütterungsfrei gelagert sind.

2. Stromzuführung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß das Gehäuse mit Isolationsmaterial eingefaßt ist, um beim Durch-

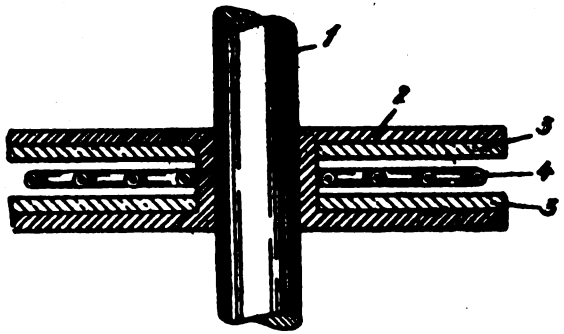


Fig. 25.

scheuern der Zuführungsdrähte diese gegen den Apparat zu isolieren (siehe Fig. 25).

D. R. P. 306881 derselben Gesellschaft. Vom 25. März 1917 ab.

1. Veränderliche Selbstinduktion mit auf den Spulenwindungen laufendem Schleifkontakt, dadurch gekennzeichnet, daß die Führung des Stromabnehmers entlang den Spulenwindungen und sein Antrieb durch besondere Organe bewirkt werden, so daß die Windungen und der Stromabnehmer entlastet sind (siehe Fig. 26).

2. Veränderliche Selbstinduktion nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß Führungs- und Antriebsorgane für den Stromabnehmer getrennt sind.

3. Ausführungsform der veränderlichen Selbstinduktion nach Anspruch 1 und 2 für Zylinderspulen, dadurch gekennzeichnet, daß der Stromabnehmer von einer in der Spulenachse liegenden Schraubenspindel getragen wird, deren Ganghöhe gleich dem Abstand der Spulenwindungen ist, wobei er durch das Antriebsorgan um diese Spindel herumgeschwenkt wird.

Digitized by Google

4. Ausführungsform nach Anspruch 3, dadurch gekennzeichnet, daß das Antriebsorgan aus einer die Schraubenspindel konzentrisch umfassenden Hülse besteht, wobei der Stromabnehmer in einem Längsschlitz dieser Hülse gleitet.

5. Ausführungsform nach Anspruch 3 und 4, dadurch gekennzeichnet, daß die Windungen der Zylinderspule aus hochkant gewickeltem Flachband bestehen.

6. Ausführungsform nach Anspruch 3 bis 5, dadurch gekennzeichnet, daß zwischen dem Antriebsknopf und dem Antriebsorgan für den Stromabnehmer eine Übersetzung ins Schnelle zwischengeschaltet ist.

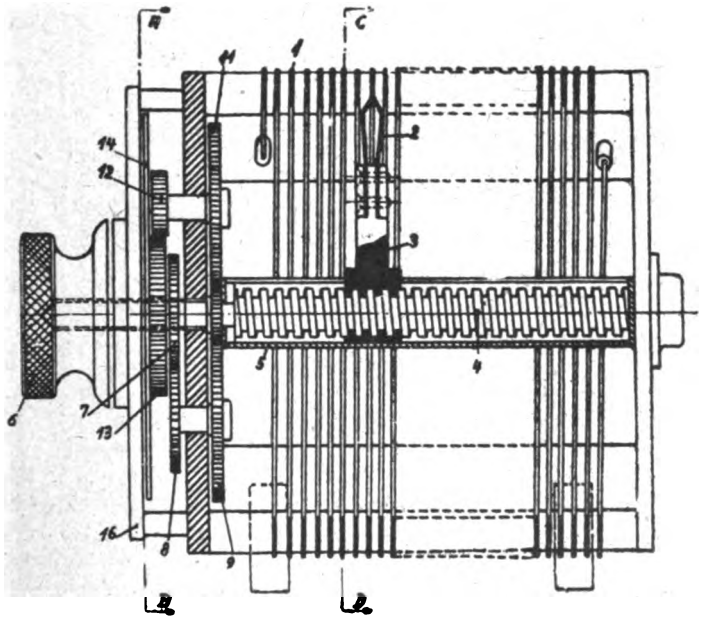


Fig. 26.

7. Ausführungsform nach Anspruch 3 bis 6, dadurch gekennzeichnet, daß eine auf der Stirnwand konzentrisch zum Antriebsknopf angeordnete Skalenscheibe mittels einer Übersetzung so bewegt wird, daß bei vollständigem Durchlaufen der ganzen Selbstinduktion eine einmalige Umdrehung der Skalenscheibe sich ergibt.

D. R. P. 308050 derselben Gesellschaft. Zusatzpatent zu dem vorstehend behandelten. Patentiert vom 5. Dezember 1917 ab.

1. Veränderliche Selbstinduktion mit auf den Spulenwindungen

Digitized by Google

laufendem Schleifkontakt, nach Patent 306 881, dadurch gekennzeichnet, daß außer dem Antriebsorgan des Stromabnehmers auch das Führungsorgan (Spindel) gedreht wird, zum Zwecke, die Ganghöhe der Spulenwindungen von denen der Spindel unabhängig zu machen (siehe Fig. 27).

2. Veränderliche Selbstinduktion nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Führungsspindel und das Antriebsorgan im gleichen Sinne gedreht werden, um bei gleichbleibender Ganghöhe der Spindel eine kleinere Ganghöhe der Spulenwindungen zu erzielen.

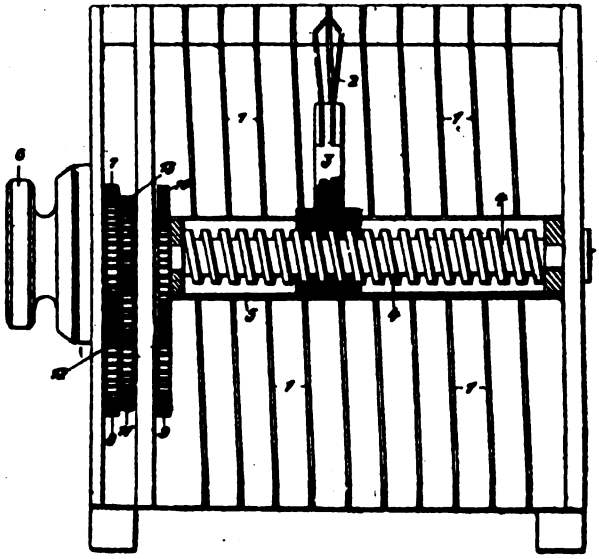


Fig. 27.

3. Veränderliche Selbstinduktion nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Führungsspindel entgegengesetzt der Drehrichtung des Antriebsorgans gedreht wird, um bei gleichbleibender Ganghöhe der Spindel eine größere Ganghöhe der Spulenwindungen zu erreichen.

4. Veränderliche Selbstinduktion nach Anspruch 3, dadurch gekennzeichnet, daß die der Drehrichtung des Antriebsorgans entgegengesetzte Umdrehung der Führungsspindel durch Einschalten von Zwischenrädern bewerkstelligt wird.

D. R. P. 309947. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H., in Berlin. Vom 20. Februar 1916 ab.

1. Hochspannungs-, vorzugsweise Antennenschalter, bei dem mittels des gleichen Hebels für die Hochspannungsumschaltung große und für

Digitized by Google

die Niederspannungsumschaltung kleine Wege zurückgelegt werden, dadurch gekennzeichnet, daß das bewegliche Schaltstück in seiner Länge veränderlich ist.

2. Schalter nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß das bewegliche Kontaktstück durch teleskopartige Ausbildung oder durch Anordnung ausziehbarer Federn in seiner Länge veränderlich gemacht ist.

3. Schalter nach Anspruch 2, dadurch gekennzeichnet, daß die in der einen Schaltstellung erforderliche Verkürzung des beweglichen Kontaktstückes durch einen feststehenden Anschlag erfolgt, gegen das bewegliche Kontaktstück beim Zusammenschieben abgestützt wird.

D. R. P. 306547. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 21. Dezember 1917 ab.

1. Antennenanordnung für drahtlose Telegraphie bei einem Eisenbahnzuge, dadurch gekennzeichnet, daß außer einer in der Längsrichtung des Zuges oder Wagens in spiralförmigen Lagen mit senkrechter Windungsfläche angeordneten Antenne eine zweite, dieselbe ergänzende Antenne in quer zur Längsrichtung des Zuges oder Wagens liegenden senkrechten Spiralwindungen angeordnet ist, zum Zwecke, aus beliebiger Richtung mit genügender Stärke zu empfangen.

2. Antennenanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die achsiale Länge der Querantenne mindestens etwa gleich dem großen Durchmesser der Längsantenne ist.

3. Antennenanordnung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß zur Ausgleichung der Selbstinduktion entweder die Ganghöhe der Querantenne von genügender Größe gewählt oder diese Antenne in Abschnitte zerlegt wird, die einander parallel geschaltet werden.

4. Antennenanordnung nach Anspruch 1 bis 3, dadurch gekennzeichnet, daß die Abstimmittel der Antennen mechanisch miteinander gekoppelt sind, zwecks gleichzeitiger Abstimmung beider Antennen auf die gleiche Welle.

5. Antennenanordnung nach Anspruch 1 bis 4, dadurch gekennzeichnet, daß jede Antenne mit einer eigenen, in einem Hörer endigenden Apparatur verbunden ist, wobei beide Hörer gleichzeitig vom Empfangenden benutzt werden.

6. Antennenanordnung nach Anspruch 1 bis 4, dadurch gekennzeichnet, daß die auf denselben Induktionswert abgeglichenen Antennen durch eine selbsttätige Schaltvorrichtung wechselweise in kleinen Zeiten an die gemeinsame Apparatur angeschaltet werden.

Digitized by Google

D.R.P. 295883. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 31. Oktober 1913 ab.

Verfahren zum Transport von Stationen für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß einzelne Tragrahmen zur Verwendung kommen, welche für sich transportiert und von denen zwei oder mehrere für den Betrieb zu einem festen Gestell vereinigt werden.

D.R.P. 306574. Hein, Lehmann & Co., Akt.-Ges. in Berlin-Reinickendorf. Vom 19. Dezember 1917 ab.

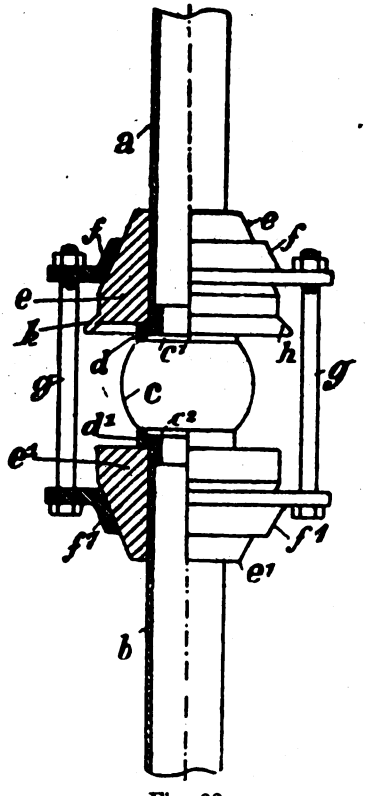


Fig. 28.

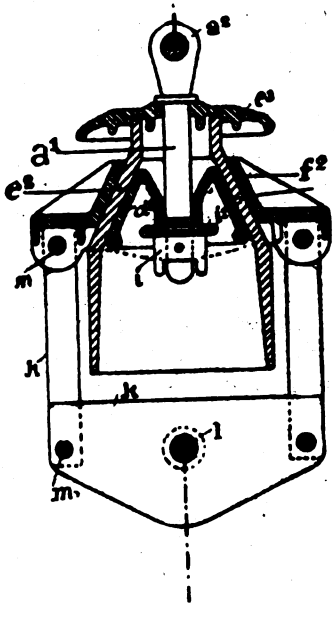


Fig. 29.

1. Elektrisch unterteilter Mast oder Turmteil für drahtlose Telegraphie oder andere Zwecke, dadurch gekennzeichnet, daß, während der eigentliche Isolierkörper (*c*) zwischen zwei Bünden (*d*, d^1) der zu verbindenden Teile (*a*, *b*) des Mastes oder Turmes gehalten wird, gegen die Bünde auf die Teile (*a*, *b*) von der entgegengesetzten Seite zwei Kegel oder pyramidenförmige Abschnitte (*e*, e^1) aus isolierendem Material

Digitized by Google

geschoben sind, die vermittels Ringe (f, f^1) und Verbindungsbolzen (g) die Teile (a und b) druck- und zugfest verbinden lassen, ohne daß die Isolierkörper einer Zugbeanspruchung ausgesetzt sind (siehe Fig. 28).

2. Mast oder Turmteil nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der obere kegel- oder pyramidenförmige Teil (f) mit Schutzrand versehen ist.

D. R. P. 309591 derselben Firma. Zusatz zu dem vorstehenden Patent. Vom 20. März 1918 ab.

Elektrisch unterteilte Zugverbindung für Maste der drahtlosen Telegraphie und andere Zwecke nac Patent 306574, dadurch gekennzeichnet, daß ein pyramiden- oder kegelförmiger Hohlkörper (e^2) aus isolierendem Material zwischen einem an einem Zwischenbolzen (a^1) befestigten Bund (d^2) und einem mit einem Zwischengliede (k) verbundenen Ring (f^2) gehalten wird (siehe Fig. 29).

Gründung einer Gesellschaft für angewandte Physik.

Am 6. Juni d. Js. ist im physikalischen Institut der technischen Hochschule Berlin eine Organisation ins Leben gerufen worden, welche den Zweck verfolgt, neben der Deutschen Physikalischen Gesellschaft die besonderen Interessen der angewandten Physik zu fördern. Damit ist einem längst vorhandenen Bedürfnis nicht nur der in der Technik und in technischen Instituten tätigen Physiker, sondern auch weiterer Ingenieurkreise Abhilfe geschaffen. Die Gesellschaft will ihren Zweck erreichen durch Zusammenschluß der genannten Kreise zu intensiver Arbeit, gegenseitiger Förderung und Anregung, Lösung wichtiger Aufgaben, insbesondere solcher, an denen ein technisches Interesse vorliegt und stellt dafür ein Programm mit folgenden wesentlichen Punkten auf:

1. Sitzungsabende mit wissenschaftlichen Vorträgen, ganz besonders solchen zusammenfassender Art.

2. Herausgabe einer Zeitschrift für angewandte Physik mit vorwiegend Sammelberichten neben Originalarbeiten.

3. Vor allen Dingen Schaffung eines umfassenden Referatenblattes mit schnell erscheinenden Berichten (ähnlich dem chemischen Zentralblatt).

4. Jahrestagung an verschiedenen Orten Deutschlands zwecks Mitwirkung der auswärtigen Kollegen.

5. Hochschulfragen (Ausbildung der Physiker, Diplomexamen in Physik an den technischen Hochschulen). Förderung der Forschung durch Werben von Stiftungen.

In der erwähnten Gründungsversammlung wurden gelegentlich der Diskussion neben vielen Zustimmungserklärungen auch einige Bedenken geäußert; doch war die überwiegende Mehrheit der Versammlung, die trotz der Betriebseinstellung auf den Berliner Straßenbahnen relativ

Digitized by Google

zahlreich besucht war, von der Notwendigkeit dieses Zusammenschlusses überzeugt und wählte die Herren Dr. Gehlhoff (Goerz), Dr. Mey (A. E. G.) und Dr. Hausser (Ges. f. drahtl. Telegr.), welche auch die gesamte Vorarbeit geleistet und die Versammlung einberufen hatten, zum vorläufigen 1. und 2. Vorsitzenden bzw. Schatzmeister. Als Beisitzer des vorläufigen Vorstandes wurden gewählt die Herren Präsident Warburg (P. T. R.), Geh. Rat Kurlbaum (Techn. Hochschule Berlin), Prof. Dr. Weidert (Goerz), Prof. Gerdien (S. u. H.), Prof. Wagner (R. T. V.).

Entsprechend den verschiedenen Programmpunkten wurden sogleich ein Satzungsausschuß, ein Finanzausschuß, ein Zeitschriftenausschuß und ein Hochschulausschuß vorläufig gewählt. Name und Satzungen der Gesellschaft sollen auf einer demnächst einzuberufenden Versammlung endgültig festgelegt werden. Zickner.

Berichtigungen

zu der Abhandlung: „Die Hochvakuum-Eingitterröhre" von H. Rukop, Bd. XIV, Heft 2, S. 110:

1. S. 112 unten. Die letzten Zeilen sind folgendermaßen zu vervollständigen:

Die oben genannte Funktion ist bereits von J. Langmuir aufgestellt worden; allerdings ist ihre Bedeutung nicht sehr ausführlich dargetan.[2]) J. Langmuir schreibt:

$$i = A\,(e_g + k\,e_A)^{3/2}$$

Dieselbe Funktion wurde später von A. Hund (Elektr. u. Masch. 33, 1915, S. 531) in folgender Fassung gebracht:

$$i = K_1\,(R_2\,e_g + e_A)^{3/2}$$

Letztere Fassung ist unanschaulich, da sie mit einem hohen Vielfachen der wahren Gitterspannung rechnet, obwohl sie physikalisch durchaus dasselbe sagt.

2. Zu Fig. 1 S. 113 ist folgende Erklärung hinzuzusetzen:

Kurve	i	α	Kurve	i	α
1	1,50 Milliampere	5,8 %	6	0,010 Milliampere	6,6 %
2	1,00 „	5,8 %	7	0,0050 „	6,7 %
3	0,50 „	5,9 %	8	0,0010 „	6,8 %
4	0,10 „	6,2 %	9	0,00025 „	7,8 %
5	0,050 „	6,3 %			

3. S. 128, Mitte. Statt $R = 5000$ lies $K = 5000$.

4. S. 138 unten. Statt: $I_R = \sim \frac{1}{5} I_s \cdots (48)$ lies: $I_R = \sim \frac{1}{6} I_s \cdots (48)$

5. S. 139 oben. Statt: $\alpha_{opt} = \frac{1}{E_B}\left(\frac{K I_s}{5}\right)^{1/2} \cdots (49)$

lies: $\alpha_{opt} = \frac{1}{E_B}\left(\frac{K I_s}{6}\right)^{1/2} \cdots (49)$

6. S. 144, Zusammenfassung 7. Zeile 5. Statt: Augenblickszustand lies: Augenblickswiderstand.

Digitized by Google

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 14. 1919. Heft 4.

Inhalt.

Seite

H. G. Möller, Quantitative Behandlung der Schwingungen im Röhrengenerator mit Hilfe der Schwingkennlinien. (Mit 27 Figuren im Text) 326

Robert Jaeger, Über Kennliniensaufnahmen von Elektronenröhren. (Mit 19 Figuren im Text) 361

A. Esau, Über den Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen mit rechteckigem bzw. quadratischem Windungsquerschnitt. II. Spulen mit übereinander liegenden Windungen (Flachspulen). (Mit 2 Figuren im Text) 386

Ludwig Kühn, Technische Entwicklung der Röhrensender. (Mit 9 Figuren im Text und 9 Figuren auf Tafeln) 395

Patentschau:
H. Eales. (Mit 24 Figuren im Text). 419

Literaturverzeichnis 438

Mitteilungen 440

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender, Berlin-Charlottenburg, Königsweg 24*, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Digitized by Google

Quantitative Behandlung der Schwingungen im Röhrengenerator mit Hilfe der Schwingkennlinien.

Von H. G. Möller.

Um mit Hilfe eines Elektronenrohres in einem Schwingungskreis einen Wechselstrom zu erregen, kann man sich z. B. der Schaltung (Figur 1) bedienen. Eine zwischen Kathode und Gitter eingeschaltete Wechselspannung

$$e_g = E_g + \mathfrak{E}_g \cos \omega t$$

steuert den in gleichem Takte schwankenden Anodenstrom i_a. Dieser erregt den Schwingungskreis I, den „Arbeitskreis". Die in der Selbstinduktion L und der Kapazität C fließenden Ströme i_L und i_C können durch Abstimmen des Arbeitskreises auf die Frequenz ω der Gitterspannung in üblicher Weise auf ihr Maximum gebracht werden.

Da der in Fig. 1 skizzierte Röhrengenerator durch eine besondere Gitterwechselspannung erregt werden muß, bezeichnet man ihn als Röhrengenerator mit Fremderregung.

Nach einer Erfindung Alexander Meißners kann die nötige Gitterwechselspannung auch von der Schwingung des Arbeitskreises selbst in einer „Rückkopplungsspule" L_g induziert werden. Der Generator bedarf dann keiner besonderen Erregung. Fig. 2 stellt eine Ausführungsform eines solchen „rückgekoppelten Generators" oder „Generators mit Selbsterregung" dar.

Die Anodenspannung e_a schwankt ebenfalls im Takte der Gitterspannung. Sie setzt sich zusammen aus einem Gleichstromanteil E_a, der der Spannung der Anodenbatterie B_a gleicht, und einem Wechselstromanteil, nämlich dem Spannungsabfall $\mathfrak{e}_a$ über der Selbstinduktion L des Arbeitskreises.

$$e_a = E_a + \mathfrak{e}_a.$$

In Fig. 1 sind die Spannungen e_g, e_a, E_a und $\mathfrak{e}_a$ eingetragen.

Markiert man im Kennliniendiagramm[1]) (Fig. 3), für zeitlich zusammengehörige e_g- und e_a-Werte auf den Kennlinien die Punkte m mit den Koordinaten i_a und e_g, so erhält man die „Arbeitskurve". Sie wird vom „Stromspannungspunkte" m während der Schwingungen durchlaufen.

---

1) Die Kurven im i_a — e_g-Diagramm mit dem Parameter e_a, die den Zusammenhang zwischen i_a, e_g und e_a darstellen, werden nach dem Vorschlage Barkhausens als „Kennlinien" bezeichnet.

Digitized by Google

Für ungedämpfte Schwingungen ist die Arbeitskurve eine geschlossene Linie (Fig. 3); für gedämpfte ähnelt sie einer nach dem

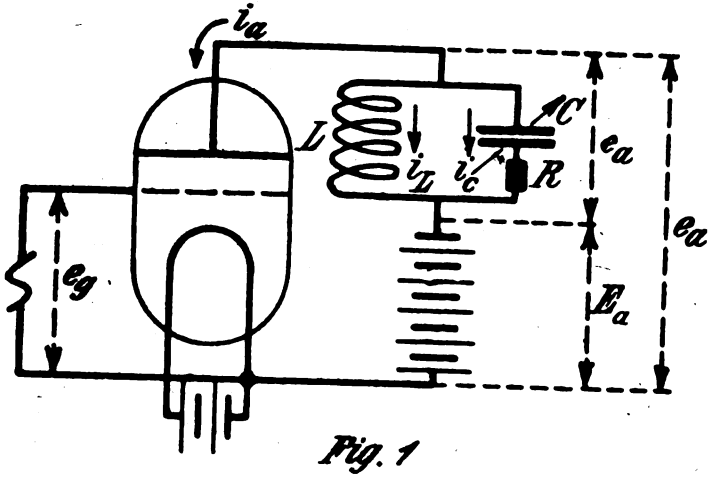


Fig. 1

Schwingungsmittelpunkt M hinlaufenden Spirale (Fig. 4). Ist an Stelle des Arbeitskreises ein Ohmscher Widerstand eingeschaltet, schrumpft

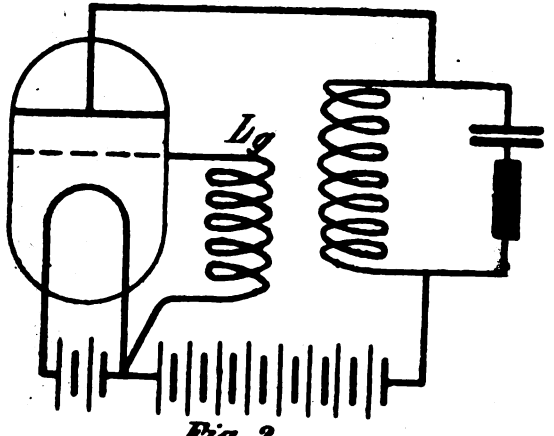


Fig. 2

die Arbeitskurve in eine Linie zusammen, auf der der „Stromspannungspunkt m" quer durch das Kennlinienfeld hin und her schwingt (Fig. 5). Wird der Widerstand im Anodenkreis und mit ihm die

Digitized by Google

Spannungsschwankung e_a sehr klein, so fällt die Arbeitskurve mit der Kennlinie für den Parameter $e_a = E_a$ zusammen (Fig. 6).

Solange die Arbeitskurve innerhalb des punktiert umrandeten Bereiches (Fig. 3) verläuft, können die Kennlinien als gradlinig an-

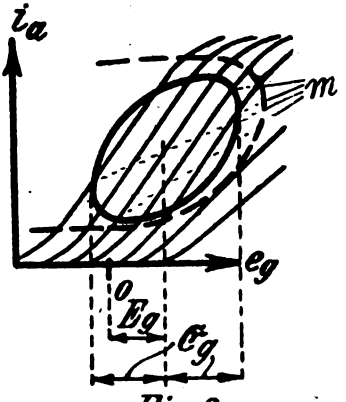


Fig. 3

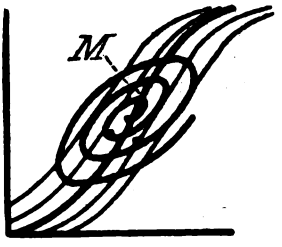


Fig. 4

gesehen werden. Man kann dann mit Barkhausen eine Theorie der Röhren auf den Begriffen: Steilheit S, Durchgriff D und inneren Wider-

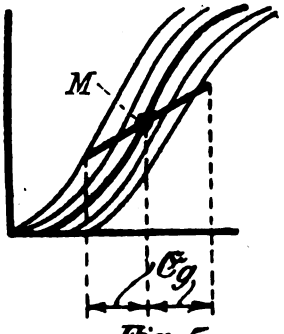


Fig. 5

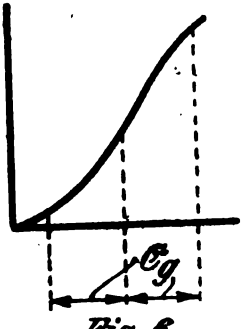


Fig. 6

stand R_i[1]) aufbauen. Diese 3 Größen sind innerhalb des bezeichneten Bereiches konstant. Die Differentialgleichungen werden linear und der mathematischen Behandlung zugänglich:

1) S, D R_i sind von Barkhausen durch die Formeln

$$S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial e_g}\right)_{e_a = \text{const}}, \quad \frac{1}{R_i} = \left(\frac{\partial i_a}{\partial e_a}\right)_{e_g = \text{const}}, \quad D = \left(\frac{\partial e_g}{\partial e_a}\right)_{i_a = \text{const}}$$

definiert.

Digitized by Google

Bei den großen Amplituden der Senderschwingungen läuft der Stromspannungspunkt weit über den linearen Bereich hinaus. S, D und R_i können jetzt auch nicht mehr angenähert als konstant angesehen werden. Die Differentialgleichungen sind nicht mehr linear, die mathematische Behandlungsweise versagt.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist, ein graphisches Verfahren mitzuteilen, das ermöglicht, eine Theorie der Senderschwingungen auf einfachen geometrischen Konstruktionen aufzubauen.

Im § 1 sollen einige Bemerkungen über die experimentelle Aufnahme der Kennlinien und die physikalische Begründung ihres Verlaufes vorausgeschickt werden.

Im § 2 werden die Grundaufgaben der Theorie der Röhrengeneratoren aufgestellt.

Im § 3 wird der Grundgedanke der Theorie entwickelt und die „Schwingkennlinien" eingeführt.

In den weiteren Paragraphen sollen die in § 2 aufgestellten Grundaufgaben mit Hilfe der Schwingkennlinien gelöst werden.

Der Zweck dieses Aufsatzes ist, lediglich die Grundlage der Theorie darzustellen und ihre Handhabung zu zeigen. Eine ausführliche Diskussion der Lösungen soll hier nicht mitgeteilt werden, um die einfachen Grundgedanken nicht durch Einzelheiten zu verwirren.

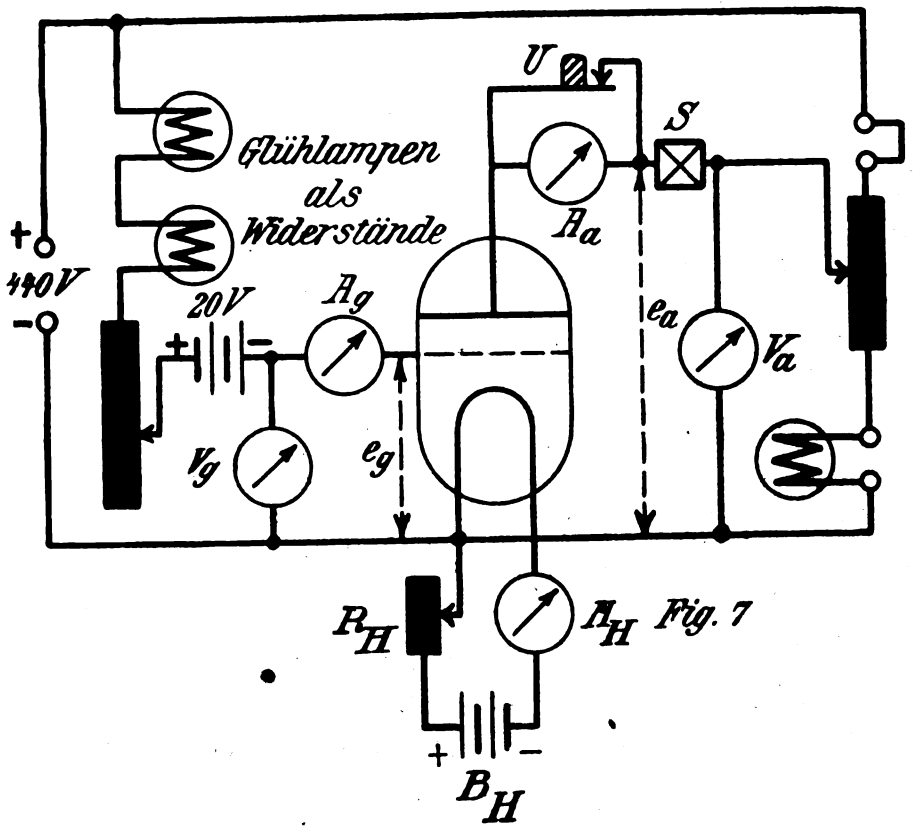
§ 1. Die statischen Kennlinien.

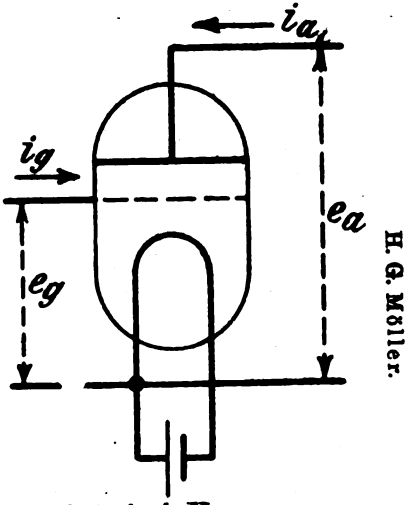
Ihre experimentelle Aufnahme. Physikalische Begründung ihres Verlaufes.

Den Betrachtungen sei eine kleine 10-Wattröhre, wie sie von der A.E.G., Schott, Siemens, der Studiengesellschaft für elektrische Leuchtröhren (Auergesellschaft) und Telefunken hergestellt werden, zugrunde gelegt. Zur Aufnahme der Kennlinien dient die Schaltung der Fig. 7. Aufgenommen wird der Anodenstrom i_a und der Gitterstrom i_g in Abhängigkeit von e_g und e_a. Man wählt meist für die graphische Darstellung i_a resp. i_g als Ordinate, e_g als Abszisse und e_a als Parameter. Man erhält dann folgende Kurven: Fig. 8a, b, c. Die Kurven 8a nennt man Anodenkennlinien, 8b Gitterkennlinien. $i_e = i_a + i_g$ ist der gesamte vom Glühfaden emittierte Strom, der „Emissionsstrom". Die Kurven 8c seien daher als Emissionskennlinien bezeichnet.

Für eine Röhre ohne Gitter ist der Verlauf des Anodenstromes in Abhängigkeit von der Anodenspannung von Richardson, Lang-

Digitized by Google





prinzipielles Schaltbild

Die Milliamperemeter *Ag* und *Aa* haben einen Meßbereich bis 200 m A. Das Heizstrominstrument A_H muß ein Präzisionsinstrument sein, da es auf sehr genaues Konstanthalten des Heizstromes ankommt. Es empfiehlt sich, die Milliamperemeter durch Sicherung und Kurzschlußbaste zu schützen.

Digitized by Google

muir und Schottky experimentell und theoretisch abgeleitet. Ich verweise auf das ausgezeichnete Schottkysche Sammelreferat im Jahrbuch für Radioaktivität und Elektronik, XII, 1915, S. 147.

In Röhren mit Gitter hängt die Feldstärke in der Umgebung des Glühfadens, die den Elektronenstrom durch das Vakuum regelt, von den Spannungen des Gitters und der Anode gegen den Glühdraht ab. Wie 8c zeigt, steigt der Emissionsstrom dementsprechend sowohl mit zunehmender Gitterspannung, als auch mit zunehmender Anodenspannung.

Solange die Gitterspannung negativ ist, fließt der ganze Emissionsstrom durch die Maschen des Gitters hindurch nach der Anode. Bei positiver Gitterspannung aber fließt ein Teil des Emissionsstromes zum Gitter. Wird die Gitterspannung über den Wert e_{gs}, bei dem der Sättigungsemissionsstrom i_{es} erreicht wird, hinaus gesteigert, so nimmt der Gitterstrom i_g weiter zu; der Anodenstrom i_a muß dann wieder abnehmen, da die Summe $i_{es} = i_a + i_g$ nicht weiter steigt.

Diese Abnahme des Anodenstroms bei hohen Gitterspannungen oder niedrigen Anodenspannungen ist wesentlich für die Bestimmung der Optima von $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{E}_a$, bei denen die Röhre die größte Schwingungsleistung liefert.

Ein Blick auf den komplizierten Verlauf der Anodenkennlinien zeigt, daß eine Idealisierung der Kennlinien nach Art der Fig. 9 nur recht bedingten Wert hat.

§ 2. Aufgaben der Theorie.

Zunächst soll der Generator mit Fremderregung besprochen werden; er ist einfacher zu behandeln, als der rückgekoppelte, da die Amplitude der Gitterspannung bekannt ist.

Außer $\mathfrak{E}_g$ seien die elektrischen Daten des Arbeitskreises L, C und R, die Betriebsspannung E_a und die Kennlinien gegeben. Aufgabe der Theorie ist es, den zeitlichen Verlauf der Anodenspannung, des Anodenstromes und des Gitterstromes zu ermitteln, die Hochfrequenzleistung N_a der Röhre, die aufgenommene Gleichstromleistung N_B und den Wirkungsgrad η zu berechnen.

Bei Röhrengeneratoren mit Selbsterregung hängt die Größe der Gitterspannungsamplitude von der Amplitude des Stromes i_L im Arbeitskreis ab. i_L induziert ja die Gitterspannung in der Rückkopplungsspule. $\mathfrak{J}_L$, $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ müssen unter Berücksichtigung der Rückkopplungsfestigkeit L_{1g} simultan ermittelt werden. Es sind hierbei im besonderen folgende Fragen zu lösen:

Digitized by Google

Welche Schwingungsamplitude und welche Frequenz stellt sich im stationären Zustand ein? Ist die Amplitude und die Frequenz des stationären Zustandes stabil? Gibt es auch instabile stationäre Zustände?

Gleicht die Frequenz immer der Resonanzfrequenz $\omega = 1/\sqrt{LC}$ des Arbeitskreises, oder hängt sie noch von anderen Größen, z. B. der Heizung oder der Betriebsspannung ab? Wie lose darf man die Rückkopplung wählen, damit der Sender eben noch einsetzt? Wie lose muß man sie stellen, damit bestehende Schwingungen erlöschen? Wie erfolgt das Aufschaukeln der Schwingungen und das Einstellen des stationären Zustandes?

§ 3. Grundgedanke der Theorie.

Um den Grundgedanken der Theorie auseinanderzusetzen, gehen wir von der einfachsten Aufgabe des vorigen Paragraphen aus: Bekannt sind bei einem Sender mit Fremderregung die Gitterwechselspannung, die Betriebsspannung, L, C und R des Arbeitskreises und die Kennlinien. Der Arbeitskreis sei schwach gedämpft und auf die Frequenz ω der Gitterspannung abgestimmt. Zu ermitteln ist der zeitliche Verlauf der Anodenspannung des Anodenstromes, die Leistung und der Wirkungsgrad.

Wenn der Anodenstrom nur von der Gitterspannung abhängig wäre — was für kleine Schwankungen der Anodenspannung und kleinen Durchgriff angenähert der Fall ist —, könnte man die gestellte Aufgabe leicht lösen. Es gäbe dann nur eine Anodenkennlinie für alle e_a (Fig. 10a). Man könnte zunächst durch Abgreifen aus der Kennlinie die $i_a - t$-Kurve konstruieren (10b) und dann die Amplitude ihrer Grundschwingung

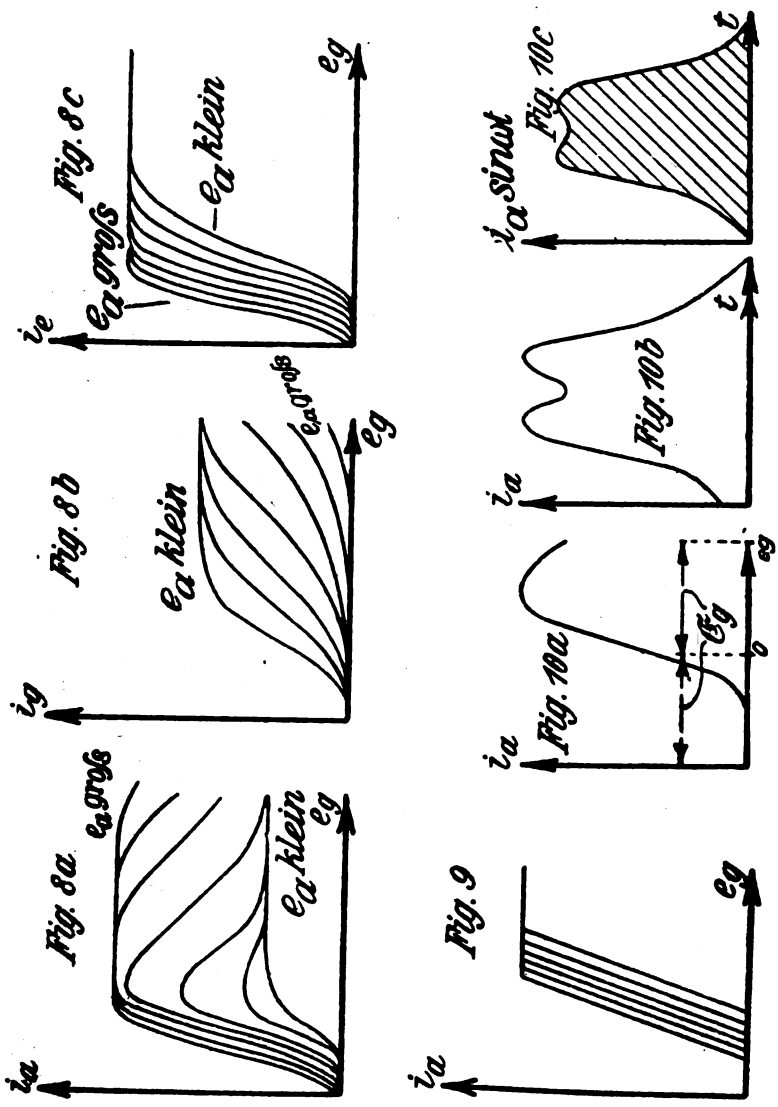
$$\mathfrak{J}_a = \frac{1}{T}\int i_a \sin \omega t \, dt$$

ermitteln, indem man die $i_a \sin \omega t - t$-Kurve (Fig. 10c) aufzeichnet und das Integral durch Planimetrieren der schraffierten Fläche auswertet.

Um $\mathfrak{J}_L$, $\mathfrak{J}_c$ und $\mathfrak{E}_a$ aus $\mathfrak{J}_a$ zu berechnen, stehen die Kirchhoffschen Stromverzweigungsgesetze zur Verfügung.

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_L + \mathfrak{J}_c$$
$$\mathfrak{E}_a = \mathfrak{J}_L j\omega L + \mathfrak{J}_c\left(R + \frac{1}{j\omega C}\right)$$

Digitized by Google



Durch Elimination von $\mathfrak{J}_L$ und $\mathfrak{J}_e$ ergibt sich eine Gleichung zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_a$.

$$\mathfrak{E}_a = \mathfrak{J}_a \frac{j\omega L\left(R + \frac{1}{j\omega C}\right)}{j\omega L + R + \frac{1}{j\omega C}}$$

Berücksichtigt man die Resonanzabstimmung und vernachlässigt man R neben $\frac{1}{j\omega C}$ — der Kreis sollte ja schwach gedämpft sein —, erhält man

$$\mathfrak{E}_a = \mathfrak{J}_a L/C R$$

Falls die Oberschwingungen von $\mathfrak{J}_L$ und $\mathfrak{J}_c$ Interesse haben, könnte man analog die Amplitude $\mathfrak{J}_{a_2}$ der Schwingung mit der Frequenz 2ω, $\mathfrak{J}_{a_3}$ mit der Frequenz 3ω usw. durch Planimetrieren ermitteln. Die Amplitude der Oberschwingung mit der Frequenz $n\omega$ ist durch

$$\frac{1}{T}\int i_a \sin n\omega t\, dt = J_{an}' \qquad \frac{1}{T}\int i_a \cos n\omega t\, dt = J_{an}''$$

definiert.

$$J_{an} = \sqrt{J_{an}'^2 + J_{an}''^2}$$

die Phasenverschiebung φ gegen die Grundschwingung ist:

$$-\varphi = \operatorname{arctg} \frac{J_{an}''}{J_{an}'}$$

Da die Arbeitskreise in praxi stets[1]) schwach gedämpft sind, werden die Oberschwingungen von $\mathfrak{J}_L$ und $\mathfrak{J}_c$ immer prozentisch klein sein und nur als Korrektionsglieder in Frage kommen. Wir sehen in dieser Arbeit der Einfachheit halber ganz von den Oberschwingungen ab.

---

1) Es bereitet Schwierigkeiten, starke Elektronenströme zu erzeugen. Röhren mit einem Sättigungsemissionsstrom von $^1/_2$ Amp., wie sie von Müller in Hamburg und Telefunken gebaut werden, müssen schon einen Heizstrom von 6 Amp. bei 24 Volt Heizspannung haben. Wohl aber kann man mit Betriebsspannungen bis zu 5000 Volt arbeiten, da die Röhre als Hochvakuumunterbrecher hohe Spannungen bequem vertragen kann. Wie wir später sehen werden, ist der Betrieb der Röhre günstig, wenn der Anodenstrom von 0—$^1/_2$ Ampere schwankt, die Amplitude $\mathfrak{J}_a$ also $^1/_4$ A. beträgt, und die Amplitude der Anodenspannung nur wenig kleiner als die Betriebsspannung, also rund 5000 V. ist. Der Widerstand R muß dann $\frac{5000\text{ V.}}{^1/_4\text{ Amp.}} = 20000\,\Theta$ sein. Ein solch hoher Wert von $L/C R$ ist nur zu erreichen, wenn L groß, C und R klein sind, damit ist aber auch die Dämpfung δ klein: $\delta = R/2L$.

Digitized by Google

Der auf Resonanz abgestimmte Arbeitskreis wirkt dann für die Grundschwingung wie ein hoher Ohmscher Widerstand von der Größe L/CR, für die Oberschwingungen, die hauptsächlich ihren Weg über die Kapazität nehmen, als Kurzschluß. —

Die Annahme, der Anodenstrom hänge nicht oder nur wenig von der Anodenspannung ab, ist aber keineswegs zutreffend. Zur Bestimmung der i_a-Werte ist die Kenntnis von e_g und e_a nötig. Wir müssen die Anodenspannungsamplitude $\mathfrak{E}_a$ kennen, bevor wir mit der Konstruktion der $i_a - t$-Kurve beginnen können. Andererseits können wir aber $\mathfrak{E}_a$ erst berechnen, wenn wir $\mathfrak{J}_a$ ermittelt haben, und hierzu ist wieder die vorherige Konstruktion der $i_a - t$-Kurve nötig. Eine direkte Lösung der Aufgabe ist also nicht möglich. Das Problem muß von einer andern Seite angefaßt werden.

Es kommt uns nicht darauf an, gerade die gestellte Aufgabe zu lösen. Wir wollen vielmehr den Zusammenhang zwischen $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_a$, $\mathfrak{J}_a$ und dem äußeren Widerstand im Anodenkreise $R = L/CR$ im allgemeinen studieren. Deshalb nehmen wir einmal $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{E}_a$ als gegeben an und fragen: Welches L/CR ist mit dem angenommenen $\mathfrak{E}_a$ verträglich? Diese Aufgabe ist ohne Schwierigkeiten zu lösen. Die i_a-t-Kurve wird konstruiert, indem man für gleichzeitige Werte von

$$e_g = E_g + \mathfrak{E}_g \cos \omega t \quad \text{und} \quad e_a = E_a + \mathfrak{E}_a \cos \omega t$$

die i_a-Werte in Fig. 8 abgreift, $\mathfrak{J}_a$ in der angegebenen Weise durch Planimetrieren ermittelt und die Gleichung

$$\mathfrak{E}_a/\mathfrak{J}_a = L/CR$$

zur Berechnung von L/CR benutzt.

Hat man diese Konstruktion für verschiedene $\mathfrak{E}_a$- und für verschiedene $\mathfrak{E}_g$-Werte durchgeführt, so ist der Zusammenhang zwischen $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_a$, $\mathfrak{J}_a$ und L/CR hergestellt. Tragen wir die Ergebnisse in einem Diagramm mit den Koordinaten $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ auf und verbinden alle Punkte mit gleichem $\mathfrak{R}$, erhalten wir Fig. 11.

Diesem Diagramm können wir die Lösung der ursprünglichen Aufgabe leicht entnehmen: Ist die gegebene Gitterspannung $\mathfrak{E}_{go}$, so ziehe man durch den Punkt 1, der vom Koordinatenanfang die Entfernung $\mathfrak{E}_{go}$ hat ($01 = \mathfrak{E}_{go}$) eine Parallele zur Ordinate. Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Diagrammkurve mit dem Parameter $\mathfrak{R} = L/CR$ sei mit 2 bezeichnet. 12 stellt die gesuchte Amplitude $\mathfrak{J}_{ax}$ des Anodenstromes dar.

Hat man erst $\mathfrak{J}_{ax}$, so kann man $\mathfrak{E}_a$ aus

$$\mathfrak{E}_a = \mathfrak{J}_{ax} L/CR$$

Digitized by Google

berechnen, die $i_a - t$-Kurve konstruieren, durch Planimetrieren den mittleren Anodenstrom $\bar{i}_a = \frac{1}{T}\int i_a \, dt$ finden, die Hochfrequenzleistung N_a, die Leistung der Anodenbatterie N_B und den Wirkungsgrad berechnen

$$N_a = \frac{\mathfrak{J}_a \mathfrak{E}_a}{2}, \qquad N_B = \bar{i}_a E_a \qquad \eta = \frac{N_a}{N_B} = \frac{\mathfrak{J}_a \mathfrak{E}_a}{2 \bar{i}_a E_a}$$

Der eingeschlagene Umweg führt zum Ziele. Es muß zunächst eine Vorarbeit, die Konstruktion des Diagrammes 11 erledigt werden. Hat man aber diese Vorarbeit getan, so sind alle übrigen Fragen durch einfache Konstruktionen oder Rechnungen zu lösen. Das Diagramm 11 ist geeignet, die Grundlage für die gesamte Theorie der Senderschwingungen zu bilden. Dies zu zeigen, ist der Zweck des folgenden Teiles der Arbeit, in dem die Lösung einer Reihe weiterer Fragen mit Hilfe des Diagrammes 11 oder analoger Diagramme durchgeführt werden soll.

Da die Kurven dieses Diagrammes immer wiederkehren, sei für sie ein besonderer Name eingeführt. Ich habe die Kurven im $\mathfrak{J}_a - \mathfrak{E}_g$-Diagramm als „Schwingkennlinien" bezeichnet in Analogie zu den Namen: „Kennlinien" für die Kurven im $i_a - e_g$-Diagramm:

A. Anwendung der Schwingkennlinien zur Lösung von Fragen aus dem Gebiet des fremderregten Röhrengenerators.

§ 4. Auf die Frequenz der Gitterspannung abgestimmter Arbeitskreis. Grenzgitterspannung, Grenzwiderstand.

Aus den Schwingkennlinien sind ohne weiteres die Gitterspannungsamplituden abzulesen, denen bei den verschiedenen $\mathfrak{R}$-Werten die größten Leistungen $N_{a\,max}$ der Röhre entsprechen. Es sind dies die Abszissen $\mathfrak{E}_{g1}$, $\mathfrak{E}_{g2}$ ··· der Maxima der Schwingkennlinien (Fig. 12). Trägt man die Leistungsmaxima

$$N_{a\,max_1} = \mathfrak{J}_{a1}{}^2 \frac{\mathfrak{R}_1}{2}$$

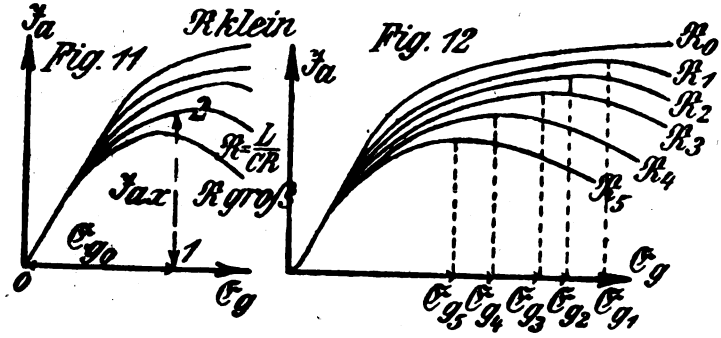
$$N_{a\,max_2} = \mathfrak{J}_{a1}{}^2 \frac{\mathfrak{R}_2}{2}$$

usw. als Funktion von $\mathfrak{R}$ auf (Fig. 13), so erhält man wiederum eine Kurve mit einem Maximum. $N_{a\,max\,max}$ stellt die größte Leistung dar, die die Röhre bei der betreffenden Heizung und Betriebsspannung überhaupt zu liefern vermag. Das zugehörige L/CR opt. sei nach

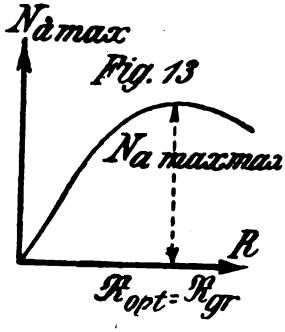
Digitized by Google

einem Vorschlage von Barkhausen als Grenzwiderstand R_{gr}, die zugehörige Gitterspannungsamplitude als Grenzgitterspannung $\mathfrak{E}_{g\,gr}$ bezeichnet.

Zur Begründung dieser Optima von $\mathfrak{R}$ und $\mathfrak{E}_g$ ist das Absinken der Schwingkennlinie mit wachsenden $\mathfrak{E}_g$ für hohe $\mathfrak{E}_g$- und $\mathfrak{E}_a$-Werte wesentlich. Dieses Absinken beruht darauf, daß die $i_a - t$-Kurve



für große $\mathfrak{E}_g$- und $\mathfrak{E}_a$-Werte eine Einsattlung bekommt (Fig. 10), und dies wieder rührt von der ungünstigen Verteilung des Emissionsstromes auf Anode und Gitter her, wenn e_g groß und e_a niedrig ist. Die Theorie weist uns auf eine besondere Beachtung dieses Verteilungs-



verhältnisses hin. Arbeitet man mit idealisierten Kennlinien (wie Fig. 9), so wird man die Werte dieser Optimareihe nie bestimmen, sogar ihre Existenz leicht übersehen können.

Für andere Betriebsspannungen und Heizungen muß man die Schwingkennlinien neu konstruieren, für letztere sogar die statischen Kennlinien neu aufnehmen.

Digitized by Google

§ 5. Nicht abgestimmter Arbeitskreis. Aufstellung der „allgemeinen Schwingkennlinien".

Solange der Arbeitskreis auf die Frequenz der Gitterspannung abgestimmt ist, wird

$$\Re = \frac{j\omega L\left(\Re + \frac{1}{j\omega C}\right)}{j\omega L + R + \frac{1}{j\omega C}}$$

reell. $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_a$ sind in Phase, die $i_a - t$-Kurve verläuft symmetrisch.

Ist keine Resonanz vorhanden wird $\Re$ komplex, und zwar ist $\Re$ durch eine Selbstinduktion in Serie mit einem Ohmschen Widerstand zu ersetzen, falls $\omega < 1/\sqrt{L\,C}$.[1])

Zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_a$ besteht eine Phasenverschiebung φ

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\omega L}{R}\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)$$

Auch zwischen $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ wird eine Phasenverschiebung ψ auftreten, die, ähnlich wie oben $\mathfrak{E}_a$, zunächst noch unbekannt ist.

Es sei auch jetzt die Voraussetzung beibehalten, daß $\mathfrak{J}_L$ groß gegen $\mathfrak{J}_a$ sei und die Oberschwingungen von $\mathfrak{J}_L$ und $\mathfrak{E}_a$ nur als Korrektionsglieder in Frage kommen.

Die Senderschwingungen in einem nicht abgestimmten Arbeitskreis lassen sich ebenfalls nach der im § 3 auseinandergesetzten Methode behandeln. Der dort geschilderte Grundgedanke führt auch im allgemeinen Falle zum Ziele.

Es ist zunächst genau wie früher, eine Vorarbeit zu erledigen, nämlich die Konstruktion der Schwingkennlinien. Da jetzt 2 Parameter $\Re$ und φ zu berücksichtigen sind, erhält man an Stelle des einen Diagrammes 11 eine Reihe von Diagrammen für die verschiedenen Phasenverschiebungen φ zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_a$. In Fig. 14 und 15 ist die Konstruktion für 2 Punkte dieser „allgemeinen Schwingkennliniendiagramme" für $\psi = 18^0(\pi/10)$ durchgeführt. Der Fig. 14 sind kleine Werte von $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{E}_a$, der Fig. 15 große $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{E}_a$ zugrunde gelegt.

Bisher hatte die Grundschwingung von i_a die gleiche Phase wie die Anodenspannung, denn wenn man die Oberwellen nicht berück-

1) Vergl. § 9.

Digitized by Google

Fig. 14a

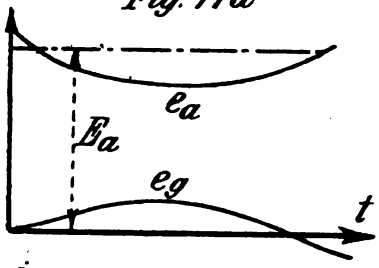


Fig. 14b

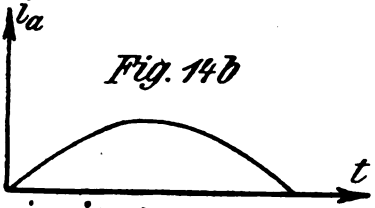


Fig. 14c

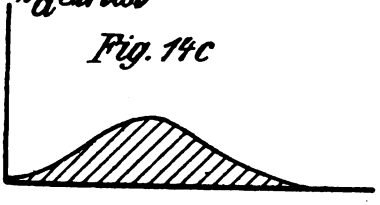


Fig. 14d

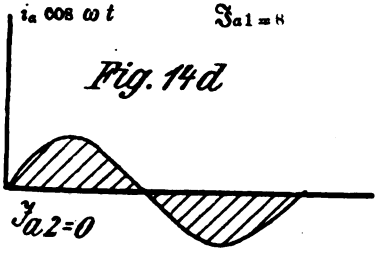
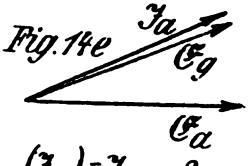


Fig. 14e



$(\mathfrak{J}_a) = \mathfrak{J}_{a_1} = 8$

$\varphi = \psi = 18°$

unterspannt

Fig. 15a

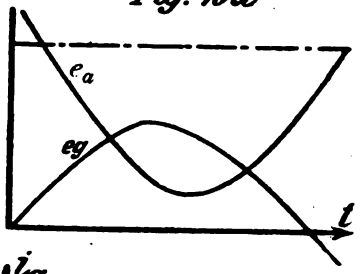


Fig. 15b

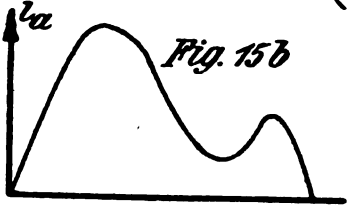


Fig. 15c

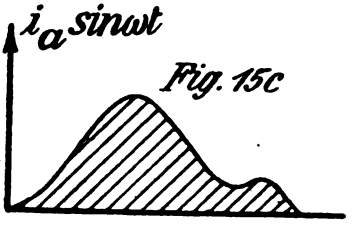


Fig. 15d

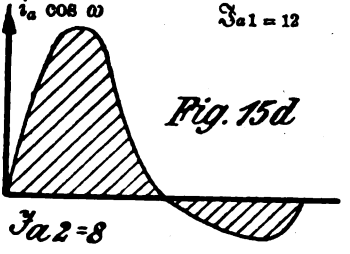


Fig. 15e

$(\mathfrak{J}_a) = \sqrt{\mathfrak{J}_{a_1}^2 + \mathfrak{J}_{a_2}^2} = 14$

$\varphi < \psi = 37°$

überspannt

Digitized by Google

sichtigt, verläuft die $i_a - t$-Kurve symmetrisch, wenn $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{E}_a$ in Phase sind. Die Amplitude von $\mathfrak{J}_a$ war reell und durch

$$\mathfrak{J}_a = \frac{1}{T}\int i_a \sin \omega t \, dt$$

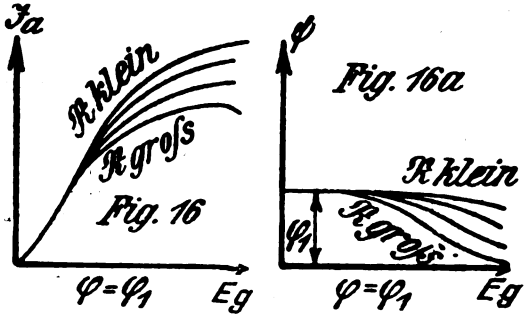
bestimmt. Jetzt wird die $i_a - t$-Kurve unsymmetrisch. Die Amplitude der Grundschwingung wird komplex.

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_{a1} + i\mathfrak{J}_{a2}$$

$$\mathfrak{J}_{a1} = \frac{1}{T}\int i_a \sin \omega t \, dt \qquad \mathfrak{J}_{a2} = \frac{1}{T}\int i_a \cos \omega t \, dt$$

$$|\mathfrak{J}_a| = \sqrt{\mathfrak{J}_{a1}^2 + \mathfrak{J}_{a2}^2} \qquad \varphi = \operatorname{arctg} \frac{\mathfrak{J}_{a2}}{\mathfrak{J}_{a1}}$$

Ist der Arbeitskreis abgestimmt, wird $\varphi = 0$ und $J_{a2} = 0$. Wir hatten deshalb früher die $i_a \cos \omega t - t$-Kurve gar nicht erst konstruiert.



Die Ausführung der Konstruktion der Fig. 14 und 15 unterscheidet sich von der früheren nur dadurch, daß außer $\mathfrak{J}_{a1}$ auch noch $\mathfrak{J}_{a2}$

$$\mathfrak{J}_{a2} = \frac{1}{T}\int i_a \cos \omega t \, dt$$

ermittelt wird. Die Werte von $\mathfrak{J}_{a1}$ und $\mathfrak{J}_{a2}$ und von ψ sind unter den Diagrammen verzeichnet.

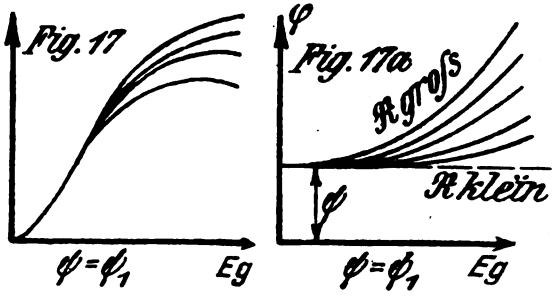
Hat man $|\mathfrak{J}_a|$, φ und $|\mathfrak{R}|$ für verschiedene Werte von $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_a$ und ψ konstruiert, stellt man die Resultate der Vorarbeit wieder genau, wie in § 2 in einer Reihe von Schwingkennliniendiagrammen zusammen. Da jetzt neben $|\mathfrak{R}|$ noch φ oder ψ als Parameter auftritt, hat man 2 Möglichkeiten, die konstruierten Werte zu ordnen: Man kann die Schwingungszustände mit gleichen φ oder mit gleichen ψ in einem Diagramm zusammenfassen. Die erstere Art seien als „Schwingkennlinien für konstante Anodenstromphase", die letztere als Schwingkennlinien für konstante Gitterspannungsphase (kurzer Ausdruck

Digitized by Google

für „konstante Phasenverschiebung zwischen Anoden- und Gitterspannung") bezeichnet (Fig. 16 und 17).

Den Diagrammen 16 und 17 können zur Darstellung des Zusammenhanges zwischen den Phasenverschiebungen φ und ψ und der Gitterspannungsamplitude $\mathfrak{E}_g$ und dem Widerstand $|\mathfrak{R}|$ die Diagramme 16a und 17a beigefügt werden. In 16a und 17a ist wieder $\mathfrak{R}$ Parameter.

Die Figurenreihe 16 und 16a, resp. 17 und 17a geben eine vollständige Darstellung der Vorarbeit. Die Lösung der in § 2 aufgestellten Fragen wird dann für den allgemeinen Fall des nicht abgestimmten Senders durch ebenso einfache geometrische Konstruktionen durchgeführt werden, wie in § 3 und § 4.



§ 6. Bestimmung der Schwingungsamplitude und der Leistung im allgemeinen Fall. Konstruktion der $i_a - t$-Kurve.

Gegeben sind L, C, R, Amplitude und Frequenz der Gitterspannung und die Reihe der Schwingkennliniendiagramme für konstante Anodenstromphase. Ein Diagramm dieser Reihe stellt Fig. 16, 16a dar. Es soll zunächst $\Im_a$ und ψ aufgesucht dann die $i_a - t$-Kurve konstruiert, und N_a, N_B und η berechnet werden.

Um das richtige Diagramm und in diesem die richtige Schwingkennlinie auswählen zu können, muß vorher $|\mathfrak{R}|$ und φ berechnet werden. Stellt man

$$\mathfrak{R} = \frac{j\omega L\left(R + \frac{1}{j\omega C}\right)}{j\omega L + R + \frac{1}{j\omega C}}$$

in der Form $\mathfrak{R} = |\mathfrak{R}|\, \varepsilon^{j\varphi}$ dar, erhält man

Digitized by Google

$$\Re = L/C \frac{1}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2 \left(1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\right)}} \qquad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{R}\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)$$

wobei $\omega_0 = 1/\sqrt{L C}$.

Man wähle aus der Diagrammreihe das für

$$\varphi = \frac{\omega L}{R}\left(\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 - 1\right)$$

gültige aus, in diesem die Schwingkennlinie für den berechneten $\Re$-Wert, und konstruiere $\mathfrak{J}_a$ genau wie in § 3, Fig. 11.

$|\mathfrak{E}_a|$ berechnet sich dann zu

$$|\mathfrak{E}_a| = |\mathfrak{J}_a|\,|\Re|$$

Um die $i_a - t$-Kurve zu konstruieren, entnehme man Fig. 15a die Phasenverschiebung ψ zwischen Anoden- und Gitterspannung und verfahre dann wie in § 3.

Durch Planimetrieren der $i_a - t$-Kurve findet man den mittleren Anodenstrom

$$i_a = \frac{1}{T}\int_0^T i_a\, dt$$

Für die Leistungen N_a und N_B und η gelten dann die Formeln

$$N_a = \frac{|\mathfrak{J}_a|\,|\mathfrak{E}_a| \cos\varphi}{2} \qquad N_B = i_a E_a \qquad \eta = N_a/N_B$$

Der in den beiden letzten Paragraphen ermittelte Zusammenhang zwischen den Phasen φ und ψ und den Amplituden $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{J}_a$ und $|\Re|$ kann in folgenden 2 Sätzen zusammengefaßt werden:

1. Die Phase von $\mathfrak{E}_g$ liegt stets zwischen der von $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_a$.

2. Die Phase von $\mathfrak{E}_g$ liegt näher an der von $\mathfrak{J}_a$ bei „unterspanntem Betrieb“ [1]) (bei kleinem $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{E}_a$); sie liegt näher an der Phase von $\mathfrak{E}_a$ bei „überspanntem Betrieb“ (bei großen $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ und unsymmetrischer Einsattlung der $i_a - t$-Kurve).

1) Die Namen „überspannter und unterspannter Betrieb“ wurden von Barkhausen eingeführt. Experimentell ist die Überspannung einer Röhre durch das Auftreten starker Gitterströme festzustellen.

Digitized by Google

B. Anwendung der Schwingkennlinien zur Lösung von Fragen aus der Theorie der rückgekoppelten Röhrengeneratoren.

Bei der Besprechung der rückgekoppelten Röhrengeneratoren soll wieder mit dem einfachen Falle begonnen werden, daß Anodenstrom und -Spannung und Gitterspannung in Phase sind. Dies wird für alle

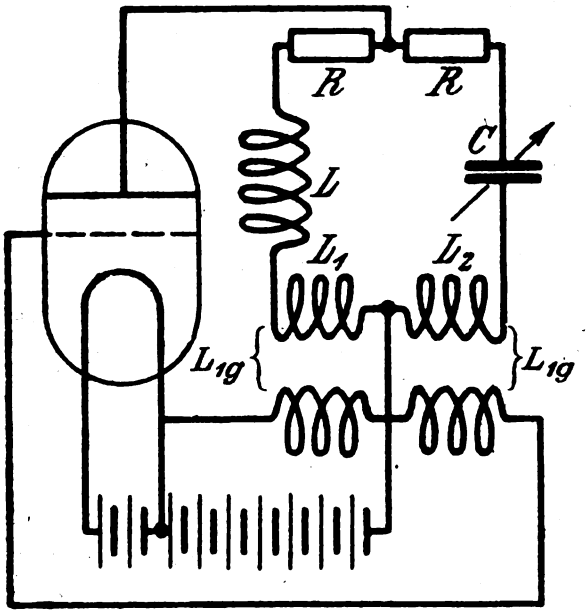


Fig. 18

Generatoren mit schwach gedämpftem Arbeitskreis in guter Annäherung gelten. Die Frequenz der Schwingung ist dann $\omega \cong 1/\sqrt{LC}$. Wir legen den folgenden Überlegungen eine Schaltung zugrunde, bei der die Phasengleichheit von $\mathfrak{E}_a$, $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{J}_g$ exakt erfüllt ist (Fig. 18).[1]) Der Dämpfungswiderstand des Arbeitskreises und der Koeffizient der gegenseitigen Induktion zwischen Arbeits- und Gitterkreis $L_{1g} - L_{1g}$ sei als Maß für die „Rückkopplung" genommen — liegen je zur Hälfte im Selbstinduktionszweig und im Kapazitätszweig des Arbeitskreises.

1) D. R. P. angem.

Digitized by Google

§ 7. Prinzipien zur Bestimmung der Frequenz und der Amplitude der Schwingungen in einem rückgekoppelten Röhrengenerator.

Beim rückgekoppelten Generator wird die Gitterspannung in der Rückkopplungsspule (oder in einem Rückkopplungskondensator) von der Arbeitskreisschwingung selbst induziert. Die Gitterspannung steuert den Anodenstrom, dieser erregt wieder die Arbeitskreisschwingung.

Ist nun der Anodenstrom gerade so groß, daß die von ihm erregte Arbeitskreisschwingung und die von dieser abhängige Gitterspannung in der Röhre wieder einen Anodenstrom von gleicher Amplitude und Phase hervorruft, wie sie der ursprüngliche Anodenstrom hatte, von dem wir ausgingen, so wird sich der Schwingungszustand nicht ändern. Die Bedingung für den stationären Schwingungszustand lautet: Der Anodenstrom muß über den Schwingungskreis, die Rückkopplung und die Röhre einen Anodenstrom hervorrufen, der dem ursprünglichen in Phase und Amplitude gleicht.

Hat der erregte Anodenstrom eine größere Amplitude als der ursprüngliche, so werden sich die Schwingungen aufschaukeln. Der Anodenstrom liefert dann mehr Energie in den Arbeitskreis, als dort im Dämpfungswiderstand in Wärme umgesetzt wird.

Ist die Rückkopplung zu lose oder die Dämpfung im Arbeitskreise zu hoch, so wird die erregte Amplitude kleiner sein als die ursprüngliche. Der Leistungsverbrauch im Arbeitskreis wird nicht mehr durch den Nachschub aus der Röhre gedeckt. Die Schwingungen klingen ab.

Als Bedingung zur Bestimmung der Amplitude haben wir somit die Gleichheit der erregten und ursprünglichen Amplitude, resp. die Gleichheit der verbrauchten und gelieferten Leistung aufgefunden. Diese Bedingung sei als „Amplituden- oder Leistungsbilanz" bezeichnet.

Eine ähnliche Überlegung führt zur Bestimmung der Frequenz. Die Phase des Anodenstromes bestimmt die Phase der Arbeitskreisschwingung, diese die Phase der in der Rückkopplungsspule induzierten Gitterspannung und diese wieder (zusammen mit der Phase von $\mathfrak{E}_a$) die Phase des Anodenstromes.

Eilt der erregte Anodenstrom dem ursprünglichen voraus, so kann die Frequenz nicht erhalten bleiben. Bei jeder Schwingung trifft die Anregung etwas zu zeitig ein. Jede Schwingung wird der vorhergehenden etwas voraneilen müssen. Die Schwingungsdauer wird verkürzt und die Frequenz erhöht. Eilt die erregte Schwingung der ur-

Digitized by Google

sprünglichen nach, wird die Frequenz abnehmen. Sollen Schwingungen mit unveränderlicher Frequenz entstehen, so muß die Phase des vom ursprünglichen Anodenstrom über Arbeitskreis, Rückkopplung und Röhre erregten Anodenstromes mit der Phase des ursprünglichen gerade übereinstimmen. Diese Bedingung sei als „Phasenbilanz" bezeichnet.

Damit haben wir die Prinzipien zur Bestimmung der Amplitude und Frequenz einer stationären Schwingung im Röhrengenerator aufgestellt:

Die Amplitude der stationären Schwingung wird durch die Amplituden- oder Leistungsbilanz, die Frequenz durch die Phasenbilanz bestimmt.

§ 8. Bestimmung der Frequenz für die Schaltung 18.

Für die Schaltung der Fig. 18 erfüllt die Frequenz $\omega = 1/\sqrt{LC}$ unabhängig von der Größe der beiden gleichen Dämpfungswiderstände R die Phasenbilanz. Die Phasen von $\mathfrak{J}_a$, $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ sind gleich, wie folgende Rechnung zeigt:

1. Phase zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_a$. Wir gehen wieder von den Kirchhoffschen Stromverzweigungsgleichungen aus:

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_L + \mathfrak{J}_c$$

$$\mathfrak{J}_L = \frac{\mathfrak{E}_a}{R + j\omega(L + L_1)} \qquad \mathfrak{J}_c = \frac{\mathfrak{E}_a}{R + j\omega\left(L - \frac{1}{\omega^2 C}\right)}$$

Eliminiert man $\mathfrak{J}_L$ und $\mathfrak{J}$ und berücksichtigt man die Beziehung

$$\omega = 1/\sqrt{(L + L_1 + L_2)\,C}$$

erhält man

$$\frac{\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{E}_a} = \frac{2R + j\omega(L_1 + L) + j\omega\left(L - \frac{1}{\omega^2 C}\right)}{R^2 + R\left(j\omega(L + L_1) + j\omega\left(L - \frac{1}{\omega^2 C}\right) - \omega^2(L + L_1)\left(L_2 - \frac{1}{\omega^2 C}\right)\right.}$$

$$= \frac{2R}{R^2 - \omega^2(L + L_1)\left(L_2 - \frac{1}{\omega^2 C}\right)}$$

= reell, d. h. $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_a$ haben gleiche Phase.

2. Phase zwischen $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{E}_a$.

$$\mathfrak{E}_g = j\omega L_{1g}(\mathfrak{J}_L - \mathfrak{J}_c)$$

Digitized by Google

$$= j\omega L_{1g} \cdot \mathfrak{E}_a \left\{ \frac{1}{R + j\omega(L + L_1)} - \frac{1}{R + j\omega\left(L - \frac{1}{\omega^2 C}\right)} \right\}$$

$$\frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{E}_a} = \frac{\left\{ j\omega\left(L - \frac{1}{\omega^2 C}\right) - j\omega(L + L_1) \right\} j\omega L_{1g}}{R^2 - \omega^2(L + L_1)\left(L_2 - \frac{1}{\omega^2 C}\right)} = \text{reell}$$

Auch die Phasen von $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ sind gleich. Die Frequenz $\omega = 1/\sqrt{(L + L_1 + L_2)C}$ erfüllt die Phasenbilanz. ω ist die Frequenz einer stationären Schwingung.

§ 9. Stabilität der Frequenz.

Die Frequenz ω_0 wird dann stabil sein, wenn bei Erhöhung der Frequenz der erregte Anodenstrom dem ursprünglichen nacheilt, bei Erniedrigung der Frequenz dem ursprünglichen voraneilt. Eine Frequenz $\omega < \omega_0 (\omega = \omega_0 + \delta\omega)$ kann dann nicht dauernd erhalten bleiben. Die Schwingungsdauer wird so lange verkürzt, als die erregte Schwingung der ursprünglichen nacheilt, der Energienachschub aus der Röhre gewissermaßen zu spät eintrifft. Die Frequenzänderung wird erst dann aufhören und der stationäre Zustand erreicht sein, wenn die Phasenbilanz erfüllt wird. Analoges gilt für $\omega = \omega_0 - \delta\omega$.

Die Stabilität der Frequenz ω_0 ist leicht nachzuweisen. Es braucht nur die Phasenverschiebung $\delta\chi$ zwischen dem ursprünglichen und dem erregten Anodenstrom berechnet werden, falls $\omega = \omega_0 + \delta\omega$. $\delta\chi$ sei positiv gerechnet, wenn die erregte Schwingung der ursprünglichen nacheilt. Der Stabilitätsnachweis kommt dann auf eine Vorzeichendiskussion hinaus: Ist $d\chi/d\omega$ positiv, so ist die Frequenz ω_0 stabil.

Durchführung der Berechnung von $d\chi/d\omega$.

Vorbemerkung: Ist $\mathfrak{A} = A\varepsilon^{j\alpha}$ die komplexe Amplitude der ursprünglichen, $\mathfrak{B} = B\varepsilon^{j\beta}$ die der erregten Schwingung, so ist

$$+\delta\chi = \alpha - \beta$$

$\delta\chi$ berechnet sich folgendermaßen:

$$\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{B}} = \frac{A}{B}\varepsilon^{j(\alpha-\beta)} = \frac{A}{B}\varepsilon^{j\delta\chi} = \varepsilon^{j\delta\chi + \ln\frac{A}{B}}$$

$$\ln\frac{A}{B} + j\delta\chi = \ln\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{B}} \qquad j\delta\chi = \text{Imag.}\left(\ln\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{B}}\right) = j\,\text{arctg}\,\frac{\text{Imag.}\left(\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{B}}\right)}{\text{Reell}\left(\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{B}}\right)}$$

Digitized by Google

Imag.(X) bzw. Reell(X) bedeute: Imaginärer, reeller Teil von X. $\delta\chi$ ist die Summe der Phasenverschiebungen $\delta\varphi$ zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_a$, $\delta\psi$ zwischen $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ und $(\delta\varphi' - \delta\psi)$ zwischen $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{J}_a$. $\mathfrak{J}_a$ ist der ursprüngliche, $\mathfrak{J}_a'$ der erregte Anodenstrom, $\delta\varphi$ ist die ursprüngliche, nach den Wechselstromformeln zu berechnende, $\delta\varphi'$ die erregte, aus den Schwingkennliniennebendiagrammen (16a) zu entnehmende Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_a$.

$$\text{Berechnung von } \delta\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\text{Imag.}\, \mathfrak{J}_a/\mathfrak{E}_a}{\text{Reell}\, \mathfrak{J}_a/\mathfrak{E}_a}.$$

Für $\mathfrak{J}_a/\mathfrak{E}_a$ hatten wir im vorigen Paragraph gefunden:

$$\frac{\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{E}_a} = \frac{2R + j\omega \Sigma L \left(1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\right)}{Rj\omega \Sigma L \left(1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\right) + R + B}$$

wenn man

$$L + L_1 + L_2 \text{ mit } \Sigma L,$$

$$R + \frac{L_1 + L}{R}\left(\frac{1}{C} - \omega^2 L_2\right) \text{ mit } B,$$

$$\sqrt{\Sigma L \cdot C} \text{ mit } \omega$$

abkürzt. B ist stets positiv.

Setzt man $\omega = \omega_0 + \delta\omega$; $1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 = \frac{2\delta\omega}{\omega_0}$ ein, so erhält man unter Vernachlässigung von $\delta\omega^2$.

$$\frac{\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{E}_a} = \frac{2BR + 2j\Sigma L \delta\omega (B - 2R)}{RB^2},$$

$$\text{Reell}\, \mathfrak{J}_a/\mathfrak{E}_a = \frac{2}{B} = \text{positiv},$$

$$\text{Imag.}\, \mathfrak{J}_a/\mathfrak{E}_a = \delta\omega\, 2\Sigma L \frac{B - 2R}{RB^2} = \text{positiv},$$

$$\delta\varphi = \operatorname{arctg} \delta\omega \Sigma L \frac{B - 2R}{RB} = \text{positiv},$$

falls der Dämpfungswiderstand R nicht so groß ist, daß $2R > B$ oder

$$R > \frac{L + L_1}{CR}(1 - \omega^2 L_2 C)$$

$$> \frac{L + L_1}{CR}\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\frac{L_2}{\Sigma L}\right)$$

Digitized by Google

Die Anodenspannung eilt dem Anodenstrom nach, wenn $\omega > \omega_0$. Der Arbeitskreis wirkt für hohe Frequenzen wie eine Kapazität.

$$\text{Berechnung von } \delta\psi = \operatorname{arctg} \frac{\text{Imag. } \mathfrak{E}_a/\mathfrak{E}_g}{\text{Reell } \mathfrak{E}_a/\mathfrak{E}_g}.$$

Setzen wir den auf Seite 346 für $\mathfrak{E}_a/\mathfrak{E}_g$ berechneten Wert ein erhält man:

$$\mathfrak{E}_a/\mathfrak{E}_g = \frac{R^2 + (L_1 + L_2)(1/C - \omega^2 L_2) + Rj\omega \Sigma L \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^{1)}}{\omega^2 L_1 g \left(L + L_1 - L_2 + \frac{1}{C\omega^2}\right)} =$$

$$= \frac{R(B + 2j \Sigma L \delta\omega)}{N}$$

wenn man den Nenner mit N abkürzt.

$$\text{Reell } \mathfrak{E}_a/\mathfrak{E}_g = \frac{RB}{N}; \quad \text{Imag. } \mathfrak{E}_a/\mathfrak{E}_g = \frac{2j \Sigma L \delta\omega R}{N}; \quad \operatorname{tg}\delta\psi = \frac{2 \Sigma L \delta\omega}{B}$$

$\delta\psi$ ist ebenfalls positiv. $\mathfrak{E}_g$ eilt $\mathfrak{E}_a$ und noch mehr den ursprünglichen $\mathfrak{J}_a$ nach, wenn $\omega > \omega_0$.

Schließlich ist noch φ' dem Diagramm 17a zu entnehmen. Wie schon am Ende des § 6, Seite 342, erwähnt wurde, hat φ' dasselbe Vorzeichen wie ψ und ist immer größer als ψ.

$\mathfrak{J}_a'$ eilt also $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ nach. Die Frequenz nimmt ab, wenn $\omega > \omega_0$.

Wird $\omega < \omega_0$, so wird $\delta\omega$ negativ. Alle Vorzeichen kehren sich um. $\mathfrak{J}_a'$ eilt $\mathfrak{J}_a$ voran. Die Frequenz nimmt zu, solange $\omega < \omega_0$.

Die Schwingungen mit der Frequenz $\omega = \omega_0$ stellen einen stabilen stationären Zustand dar.

Analoge Überlegungen führen auch bei anderen Senderschaltungen zum Ziele. Bei schwachgedämpftem Arbeitskreise erhält man als stabile stationäre Frequenz immer angenähert:

$$\omega = \omega_0 = 1/\sqrt{L\,C}$$

§ 10. Bestimmung der Amplitude, Stabilität der Amplitude.

Die Amplitude einer stationären (ungedämpften) Schwingung wird durch die Amplitudenbilanz bestimmt: Wenn sich die Amplitude $\mathfrak{J}_a$

1) Diese Formel unterscheidet sich von der auf Seite 346 durch das Glied $j\omega R \Sigma L \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)$, denn jetzt herrscht keine Resonanzabstimmung mehr.

Digitized by Google

nicht ändern soll, muß das ursprüngliche $\mathfrak{J}_a$ eine solche Schwingung im Arbeitskreis und diese wieder in der Rückkoppelungsspule eine solche Gitterspannung erregen, daß das von dieser Gitterspannung gesteuerte $\mathfrak{J}_a'$ gerade den Wert des ursprünglichen Anodenstromes $\mathfrak{J}_a$ hat.

Den Zusammenhang zwischen dem ursprünglichen $\mathfrak{J}_a$ und dem erregten $\mathfrak{E}_g$ können wir berechnen, die Größe des von $\mathfrak{E}_g$ bei dem

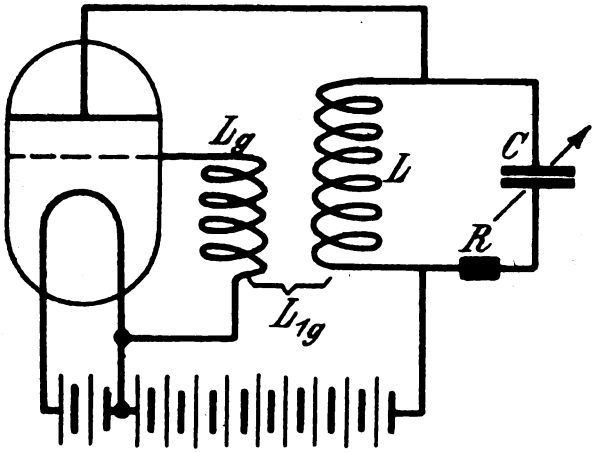


Fig. 19

vorgeschriebenen $|\Re|$ erregten $\mathfrak{J}_a'$ aus dem Schwingkennlinienfelde ablesen. Der Vergleich von $\mathfrak{J}_a$ mit $\mathfrak{J}_a'$ zeigt dann, ob die Schwingung mit der Ausgangsamplitude $\mathfrak{J}_a$ an- oder abklingt.

Zunächst die Berechnung des erregten $\mathfrak{E}_g$ (vgl. Fig. 19)

$$\mathfrak{E}_g = \mathfrak{E}_a \frac{L_{1g}}{L_1}; \quad \mathfrak{E}_a = \mathfrak{J}_a \Re; \quad \mathfrak{E}_g = \mathfrak{J}_a \frac{\Re}{L_1} L_{1g} = \mathfrak{J}_a \frac{L_{1g}}{C R}$$

Im Diagramm 20 ist die Schwingkennlinie für den Parameter $\Re = L/CR$ und die Gerade $\mathfrak{E}_g = \mathfrak{J}_a \frac{L_{1g}}{CR}$ eingezeichnet.

Ferner sind die Amplituden

$10—1 = \mathfrak{J}_{a_1}$	$10—1' = \mathfrak{J}_{a_1}'$
$20—2 = \mathfrak{J}_{a_2}$	$20—2' = \mathfrak{J}_{a_2}'$
$30—3 = \mathfrak{J}_{a_3}$	$30—3' = \mathfrak{J}_{a_3}'$
$40—4 = \mathfrak{J}_{a_4}$	$40—4' = \mathfrak{J}_{a_4}'$
$\mathfrak{J}_{ast_1} = \mathfrak{J}_{ast_1}$	$\mathfrak{J}_{ast_2} = \mathfrak{J}_{ast_2}'$

Digitized by Google

eingezeichnet. Ob die Schwingungen mit den einzelnen Amplituden $\mathfrak{J}_{a_1}$, $\mathfrak{J}_{a_2}$ usw. sich aufschaukeln oder abklingen, ist durch einen Blick auf das Diagramm zu beurteilen. Für Amplituden, die zwischen Null und I und jenseits II liegen, ist die ursprüngliche Amplitude $\mathfrak{J}_{a_1}$ größer als die erregte Amplitude $\mathfrak{J}_a'$, wie aus der Schwingkennlinie

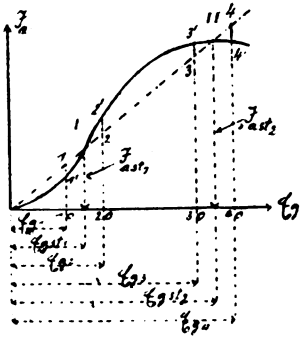


Fig. 20.

ersichtlich. In diesen Gebieten klingen die Schwingungen ab. Schwingungen mit zwischen I und II liegenden Amplituden schaukeln sich auf.

Die Ordinaten der Schnittpunkte der Schwingkennlinie mit der strichpunktierten Geraden $\mathfrak{J}_a = \mathfrak{E}_g \frac{CR}{L_{1g}}$ sind stationäre Anodenstromamplituden. Für sie ist die Amplitudenbilanz $\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_a'$ erfüllt.

Um die Stabilität der beiden stationären Schwingungen leicht untersuchen zu können, sind die den $\mathfrak{J}_{ast_1}$ und $\mathfrak{J}_{ast_2}$ benachbarten Amplituden $\mathfrak{J}_{a_1}$ und $\mathfrak{J}_{a_2}$ resp. $\mathfrak{J}_{a_3}$ und $\mathfrak{J}_{a_4}$ mit eingezeichnet.

Wird durch einen zufälligen kleinen Anstoß $\mathfrak{J}_{ast_1}$ auf $\mathfrak{J}_{a_2}$ vergrößert, so klingt die Schwingung nicht wieder auf $\mathfrak{J}_{ast_1}$ ab, sondern schaukelt sich weiter auf. Wird $\mathfrak{J}_{ast_1}$ auf $\mathfrak{J}_{a_1}$ verkleinert, so klingt diese Schwingung weiter ab. Der stationäre Zustand $\mathfrak{J}_{ast_1}$ ist instabil.

Analog kann man für $\mathfrak{J}_{ast_2}$ die Stabilität nachweisen.

Als Vorschrift zur Konstruktion der Schwingungsamplitude beim rückgekoppelten Sender ergibt sich:

1. Nimm die Frequenz zu ω zu $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ an.

2. Berechne $\mathfrak{R} = L/CR$ und die Neigung der strichpunktierten Geraden, $\alpha = \operatorname{arccot} \frac{L_{1g}}{CR}$. Dieser Geraden sei der Name „Rückkoppelungsgerade“ beigelegt, da sie den Zusammenhang zwischen

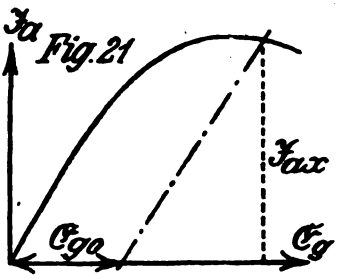
Digitized by Google

$\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ über den Arbeitskreis und die Rückkoppelung darstellt, während die Schwingkennlinie den Zusammenhang zwischen $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{J}_a$ über die Röhre festlegt.

3. Bringe die Rückkoppelungsgerade und die Schwingkennlinie zum Schnitt. Die Ordinate des Schnittpunktes ist die gesuchte Amplitude $\mathfrak{J}_a$.

4. Sind mehrere Schnittpunkte vorhanden, ist der größere $\mathfrak{J}_a$-Wert stabil.

Ist neben der Selbsterregung auch noch eine Fremderregung mit gleicher Phase vorhanden, wie z. B. beim Schwingaudion (oder rückgekoppelten Audionempfänger), so sind beide Konstruktionen, die ebengeschilderte und die des § 3 zu kombinieren:



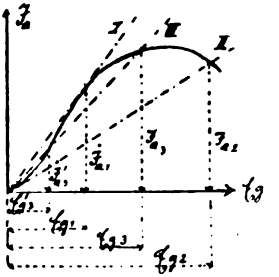


Fig 22

Die Rückkoppelungsgerade mit der Steigung $\alpha = \operatorname{arccot} L_{1g}/CR$ ist dann nicht durch den Nullpunkt, sondern den Punkt $\mathfrak{E}_{g0}$ zu legen. Fig. 21.

Die Konstruktionen der Amplitude für Fremderregung ohne Rückkoppelung ($\alpha = \operatorname{arccot} 0 = 90^0$) und für Rückkoppelung ohne Fremderregung ($\mathfrak{E}_{g0} = 0$) erscheinen dann als Spezialfälle.

Nachdem man $\mathfrak{J}_a$ ermittelt hat, erfolgt die Konstruktion der $i_a - t$-Kurve, des mittleren Anodenstromes $\bar{i}_a$, die Berechnung von N_a, N_R und η wie früher. Die Angaben über den Grenzwiderstand bleiben bestehen. In Analogie zur Grenzgitterspannung kann man eine Grenzrückkoppelung definieren.

§ 11. Bedingungen für das Einsetzen und Aussetzen der Schwingungen.

Für negative Gittervorspannungen hat die Schwingkennlinie den Verlauf der Figur 22. Bei kleinen Gitterspannungsamplituden steigt sie schwach an, da der Stromspannungspunkt sich dann auf dem flach

Digitized by Google

ansteigenden Teil der Kennlinien bewegt. Solange die Gitterspannungsamplitude kleiner als die Gittervorspannung E_g ist, ist der Anodenstrom und damit auch $\mathfrak{J}_a$ überhaupt Null. Die Schwingkennlinie verliefe dann bis zum Werte $\mathfrak{E}_g = E_g$ auf der Abszisse.[1])

Ist die Rückkoppelung so lose, daß die Rückkoppelungsgerade steiler als die Tangente I liegt, so klingt jede Schwingung ab, wie groß auch ihre Anfangsamplitude war. Ungedämpfte Schwingungen kommen nicht zustande. Liegt die Rückkoppelungsgerade zwischen den beiden Tangenten I und II — sie sei z. B. durch III dargestellt — so entsteht eine Schwingung mit der Amplitude $\mathfrak{J}_{a_3}$, wenn die Anfangserregung größer als $\mathfrak{J}_{a_1}$ ist. Kleinere Anfangserregungen klingen ab. Steigert man die Rückkoppelung so weit, daß die Rückkoppelungsgerade flacher als die Tangente im Nullpunkt (II) liegt, so genügt der kleinste Anstoß zur Erregung einer Schwingung mit der Amplitude $\mathfrak{J}_{a_2}$. Der Sender erregt sich dann selbst.

Beim langsamen Festerstellen der Rückkoppelung beginnt die Selbsterregung, wenn die Rückkoppelungsgerade die Neigung der Tangente an die Schwingkennlinie im Nullpunkt unterschreitet. Der Anodenstrom springt sofort auf den Wert $\mathfrak{J}_{a_2}$ hoch. Hat die Schwingkennlinie die Form der Fig. 21, so wächst bei fester werdender Rückkoppelung die Schwingung $\mathfrak{J}_a$ von Null an stetig.

Das stetige Anwachsen der Schwingungsamplitude bei fester werdender Rückkoppelung kann man stets durch positive Gittervorspannung, das Anspringen durch negative Gittervorspannung experimentell realisieren.

Das Diagramm 22 zeigt schließlich, daß die Bedingungen für die Selbsterregung und das Aussetzen einmal angestoßener Schwingungen nicht identisch sein brauchen. Die erstere ist durch die Steilheit der Rückkoppelungsgeraden II, die letztere durch die Rückkoppelungsgerade I festgelegt. Hat die Schwingkennlinie im Nullpunkt ihre größte Steilheit, fallen beide Tangenten zusammen, und die Rückkoppelung, bei der die Selbsterregung eben auftritt und bei der jede angestoßene Schwingung eben erlischt, werden identisch.

§ 12. Der Anlaufvorgang.

Das zeitliche Anwachsen der Amplitude vom Moment des Anstoßens bis zur Einstellung des stationären Zustandes, der Anlaufvor-

1) Das gilt unter der Voraussetzung sehr kleinen Durchgriffes. Bei größerem Durchgriff erhebt sich die Schwingkennlinie schon bei kleineren $\mathfrak{E}_g$-Werten von der Abszissenachse.

Digitized by Google

gang, kann mit Hilfe der Schwingkennlinien ohne Schwierigkeit quantitativ verfolgt werden.

$\mathfrak{J}_a = |\mathfrak{J}_a|\, e^{(+\delta + j\omega)t}$ stellt eine anklingende Schwingung dar. $+\delta$ ist ein geeignetes Maß für die Aufschaukelgeschwindigkeit. δ wird bei Beginn der Schwingungen groß sein. Mit zunehmender Amplitude nimmt es ab. Es wird Null, wenn die stationäre Amplitude erreicht ist. Gelingt es, den Zusammenhang zwischen δ und $\mathfrak{J}_L$ aufzustellen, so beherrschen wir den Anlaufvorgang mit den Formeln

$$\frac{\partial \ln \mathfrak{J}_L}{\partial t} = \dot{\delta} = \delta(\mathfrak{J}_L) \qquad t = \int_0^{\mathfrak{J}_L} \frac{d\mathfrak{J}_L}{\mathfrak{J}_L\, \delta(\mathfrak{J}_L)} = f(\mathfrak{J}_L) \qquad \mathfrak{J}_L = g(t)$$

Beim Aufschaukeln der Schwingungen nimmt der Arbeitskreis mehr Leistung auf, als im stationären Zustand. Bei ungedämpften Schwingungen braucht die Röhre nur so viel Leistung nachzuliefern, als im Dämpfungswiderstand des Arbeitskreises in Wärme umgesetzt wird:

$$N_e = N'$$

Beim Aufschaukeln tritt noch die Erhöhung der Schwingungsenergie A hinzu

$$N_e = N' + \frac{dA}{dt} \qquad A = \frac{L\mathfrak{J}_L^2}{2} + \frac{CQ^2}{2}$$

Die größere Leistungsaufnahmefähigkeit des Arbeitskreises bei anklingenden Schwingungen äußert sich dadurch, daß der Arbeitskreis dem Anodenstrom einen kleineren Widerstand entgegensetzt. Dieser Widerstand $\mathfrak{R}$ berechnet sich für einen aus L, C und R bestehenden Arbeitskreis für einen anklingenden Wechselstrom

$$\mathfrak{J}_a = |\mathfrak{J}_a|\, e^{(+\delta + j\omega)t}$$

zu

$$\mathfrak{R} = \frac{(j\omega + \delta)L \cdot \left(\dfrac{1}{(j\omega + \delta)C} + R\right)}{(j\omega + \delta)L + R + \dfrac{1}{(j\omega + \delta)C}}$$

Setzt man $\omega = 1/\sqrt{LC}$ und vernachlässigt man δ neben ω, R neben ωL, erhält man

$$\mathfrak{R} = \frac{L/C}{\delta \cdot L + R + \dfrac{\delta}{\omega^2 C}} = \frac{1}{2C(\delta + \delta_r)}$$

wobei $\delta_r = R/2L$.

Digitized by Google

Außer dieser Formel steht uns zur Aufstellung des Zusammenhanges zwischen δ und $\mathfrak{J}_L$ die Formel

$$\frac{\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{J}_L} = \frac{\mathfrak{R}}{(j\omega + \delta)L}$$

und das Schwingkennliniendiagramm zur Verfügung, aus dem die Beziehung zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{R}$ abzulesen ist. Zu diesem Zwecke kon-

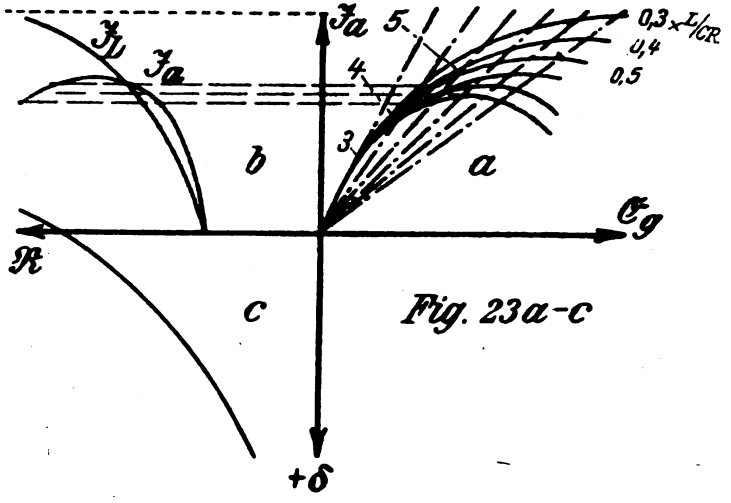


Fig. 23a-c

struiere man für verschiedene $\mathfrak{R}$ die Schnittpunkte 3, 4. 5 . . . der Rückkoppelungsgeraden mit den Steigungen

$$\operatorname{arccotg} \frac{L_{1g}}{C\mathfrak{R}_3}, \qquad \operatorname{arccotg} \frac{L_{1g}}{C\mathfrak{R}_4} \cdots$$

mit den Schwingkennlinien mit dem Parameter

$$\mathfrak{R}_3 = 0{,}3\, L/CR \qquad \mathfrak{R}_4 = 0{,}4\, L/CR \cdots$$

Links neben dem Schwingkennliniendiagramm Fig. 23b ist die $\mathfrak{R} - J_a$- und $\mathfrak{R} - \mathfrak{J}_L$-Kurve konstruiert und darunter die Kurve

$$\mathfrak{R} = \frac{1}{2C(\delta + \delta_r)}; \qquad \delta = \frac{1}{2C\mathfrak{R}} - \delta_r$$

aufgetragen. Durch Abgreifen aus 23b und 23c ist schließlich der Zusammenhang zwischen δ und $\mathfrak{J}_L$ zu finden, er ist in Fig. 24 aufgezeichnet.

Die $\delta - \mathfrak{J}_L$-Kurve schneidet die Abszisse bei der Amplitude $\mathfrak{J}_{L\,st}$ der stationären Schwingung.

Digitized by Google

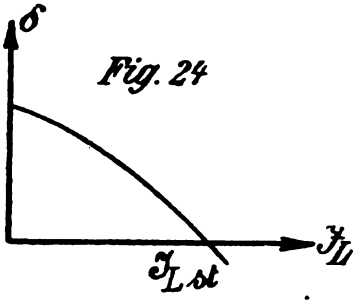
Die in Fig. 24 dargestellte Funktion $\delta(\mathfrak{J}_L)$ ist schließlich in das Integral

$$t = \int_0^{\mathfrak{J}_L} \frac{\mathfrak{J}_L \, d\,\mathfrak{J}_L}{\mathfrak{J}_L(\delta \mathfrak{J}_L)}$$

einzusetzen und das Integral auszuplanimetrieren. Damit ist der Anlaufvorgang quantitativ ermittelt.

§ 13. Der allgemeine Fall $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ sind nicht in Phase.

Die Überlegungen der vorigen Paragraphen haben zwar schon zur Genüge die vielseitige und einfache Verwendbarkeit der Schwingkennlinien zur Lösung von Fragen aus der Theorie der fremd- und selbsterregten Generatoren gezeigt. Wenn jetzt auch noch der komplizierte allgemeine Fall behandelt werden soll, bei dem $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_a$ und



$\mathfrak{J}_a$ nicht mehr in Phase, $\mathfrak{R}$ und die Rückkoppelung $\mathfrak{E}_g/\mathfrak{J}_a$ komplex sind, so geschieht dies, um zu zeigen, daß man nicht auf die Einführung der — praktisch allerdings stets gut erfüllten — Annahme $\omega = 1/\sqrt{L\,C}$ angewiesen ist, wenn man die Schwingkennlinienmethode anwenden will.

Wir werden sehen, daß im Gegenteil das mitgeteilte Verfahren besonders geeignet ist, Frequenzschwankungen, die durch Veränderung der Heizung oder Betriebsspannung bedingt sind, abzuschätzen.

Wir wollen von der einfachen Senderschaltung Fig. 25 ausgehen. Der Widerstand R sei nicht mehr neben ωL zu vernachlässigen. Die Phasenverschiebungen φ zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_a$ und ψ zwischen $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{E}_a$ sind nicht Null, die Frequenz verschieden von $1/\sqrt{L\,C}$, $\mathfrak{R}$ hat nicht den Wert $L/C\,R$, sondern ist von ω abhängig und komplex. φ, ψ, $\mathfrak{R}$ und $\mathfrak{J}_a$ müssen simultan ermittelt werden. Das Problem scheint auf den ersten Blick recht verwickelt, läßt sich aber ohne

Digitized by Google

prinzipielle Schwierigkeiten mit Hilfe der Schwingkennlinien lösen. Die Aufgabe soll hier nur bis zur Bestimmung der Frequenz verfolgt

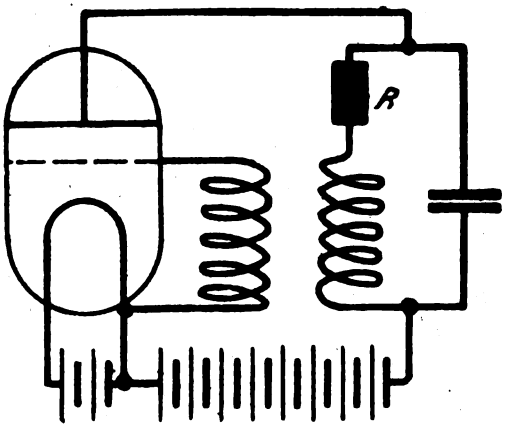


Fig. 25a

werden. Bei der Bestimmung der Amplituden bietet sich methodisch nichts Neues.

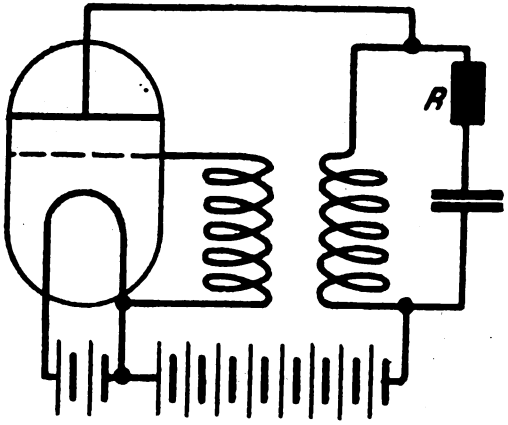


Fig. 25b

Zunächst werde aus den komplexen Werten von $\mathfrak{R} = \mathfrak{E}_a / \mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_g / \mathfrak{E}_a$ für eine Reihe von ω die Größen $|\mathfrak{R}|$, $\frac{|\mathfrak{J}_a|}{|\mathfrak{E}_g|} = \operatorname{tg} \alpha$, φ und ψ be-

Digitized by Google

rechnet. Die Bedeutung der Phasenverschiebungen φ und ψ zeigen am anschaulichsten die Diagramme 14 und 15e. Da die Rechnung im Prinzip dieselbe ist, wie im § 9. seien gleich die Resultate in graphischer Darstellung angegeben. Fig. 26 ist für die Schaltung 25a, Fig. 27 für eine ähnliche Schaltung 25b gültig, die sich von Schaltung 25a nur dadurch unterscheidet, daß R im Kapazitätszweige des Arbeitskreises liegt.

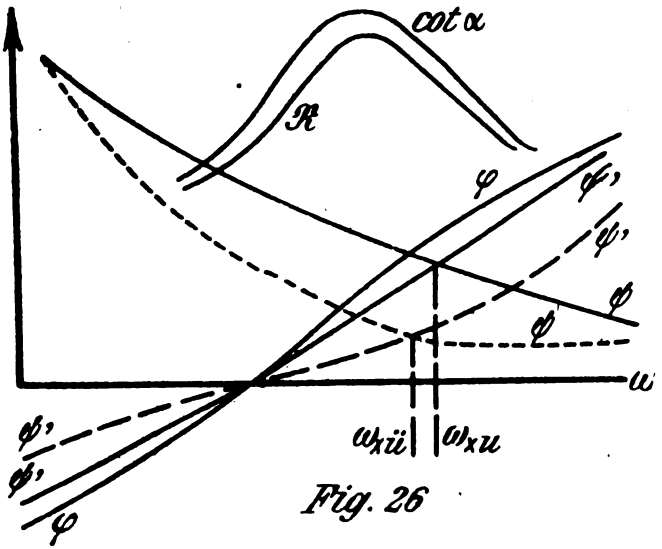


Fig. 26

Die Diagramme 26 und 27 sind qualitativ aufgezeichnet. Die Kurven ψ' sind aus den allgemeinen Schwingkennliniendiagrammen für die auf derselben Ordinate liegenden φ, $\Re$ und $\cot\alpha$ Werte abzugreifen. Die ausgezogene ψ-Kurve gilt für unterspannten Röhrenbetrieb (große Betriebsspannung, kleine Heizung, keine Einsattlung der $i_a - t$-Kurve, $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ fast gleichphasig) die strichpunktierte ψ'-Kurve für überspannten Betrieb (große Heizung).

Die Diagramme zeigen, daß bei Überspannung der Röhren (z. B. durch stärkere Heizung) im Falle der Fig. 25a die Frequenz steigt (Fig. 26). Liegt der Widerstand im Kapazitätszweig, bleibt die Frequenz ungeändert (Fig. 27).

Bei Rückkoppelungsspulen mit großer Selbstinduktion muß man allerdings noch den induktiven Spannungsabfall in der Rückkoppelungs-

Digitized by Google

spule berücksichtigen, den der Gitterstrom hervorruft. Dieser bewirkt ein Nacheilen der Gitterspannung, die ψ-Kurve nimmt den punktierten Verlauf. Eine Überspannung der Röhre ruft dann für beide Schaltungen eine Erniedrigung der Frequenz hervor.

Die Frequenzen sind aus der Lage der Schnittpunkte[1]) der ψ- und ψ'-Kurven zu entnehmen. Die Frequenzen für unterspannten

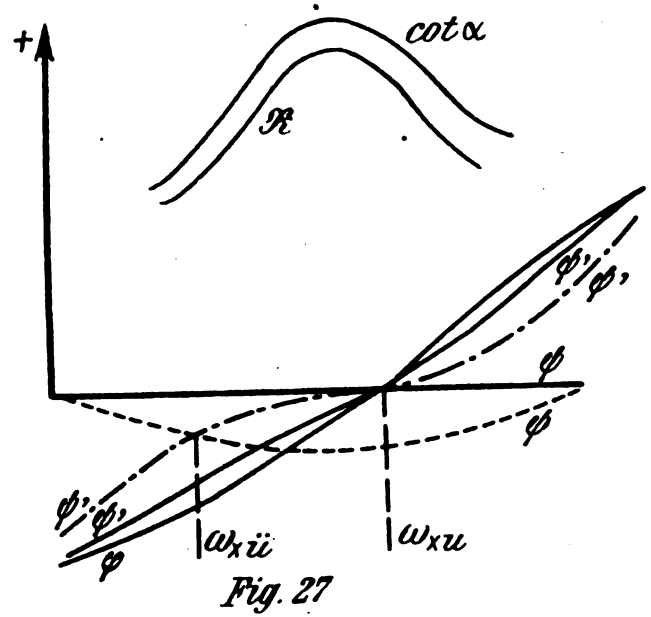


Fig. 27

Betrieb sind mit ω_{xu}, die für überspannten Betrieb (starke Heizung) mit $\omega_{xü}$ im Diagramm bezeichnet.

Bei stark gedämpften Schwingungskreisen können auch noch die durch unsymmetrische Oberwellen hervorgerufenen Phasenverschiebungen wesentlich werden.

§ 14. Abschätzung der Oberwellen.

Die einzige der anfänglich eingeführten Vereinfachungen, die beibehalten werden mußte, ist die Annahme, die Oberwellen von $\mathfrak{E}_a$ seien so klein, daß sie nur als Korrektionsglieder in Frage kommen. Um zu zeigen, daß diese Annahme bei praktischen Röhrengeneratoren stets

1) Der Schnittpunkt erfüllt die Phasenbilanz $\psi = \psi'$: Ursprüngliche Phase = erregte Phase.

Digitized by Google

erfüllt ist, sei ein Zahlenbeispiel durchgerechnet. Als Dekrement des Arbeitskreises sei $d/\pi = 0{,}1$ angenommen, ein absichtlich ungünstig hoch gewählter Wert. Die $i_a - t$-Kurve sei rechteckig.

i_a ist dann durch eine Fouriersche Reihe

$$i_a = J_{a0} + J_a \sin \omega t + J_{a3} \sin 3\omega t + J_{a5} \sin 5\omega t \cdots$$

darstellbar, wobei

$$J_{a0} = {}^1/_2 i_s; \quad J_a = \frac{2}{\pi} i_s; \quad J_{a3} = \frac{-2}{3\pi} i_s; \quad J_{a5} = \frac{+2}{5\pi} i_s \cdots$$

nach der Formel

$$J_{an} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} i_a \left(\frac{x}{\omega}\right) \sin n x \, d x \, (x = \omega t)$$

berechnet. Die geraden Oberwellen treten bei der speziellen rechteckigen Form nicht auf.[1])

Die Amplitude der Grundwelle des Arbeitskreises $\mathfrak{J}_L$ verhält sich zu $\mathfrak{J}_a$ wie

$$\mathfrak{J}_L / \mathfrak{J}_a = \frac{\pi}{d} = 10$$

für unser Beispiel.

Die Oberwellen verteilen sich auf die Zweige des Arbeitskreises im umgekehrten Verhältnis der Widerstände. Es durchfließt also von der Oberwelle 3ω den Selbstinduktionszweig ein Strom von der Größe

$$\mathfrak{J}_{L3} = \frac{1}{10} \mathfrak{J}_{a3} = \frac{1}{30} \mathfrak{J}_a = \frac{1}{300} \mathfrak{J}_L$$

Die Spannungsoberwellen sind durch Multiplikation mit ωL zu erhalten. Setzt man die Amplituden der Grundwelle gleich 1, erhält man folgende Verhältniszahlen:

Ordnung der Oberwelle	Amplitude von $\mathfrak{J}_L$	Amplitude von $\mathfrak{E}_a$
1	1	1
3	$^1/_{300}$	$^1/_{100}$
5	$^1/_{1300}$	$^1/_{260}$
7	$^1/_{3500}$	$^1/_{500}$

Die Tabelle zeigt: Selbst unter ungünstigen Verhältnissen sind die Oberwellen so klein, daß sie vernachlässigt werden können. Die eingeführte Annahme ist bei den Röhrengeneratoren der Praxis stets erfüllt.

1) Bei unsymmetrischen i_a-t-Kurven, wie man sie bei Phasenverschiebungen zwischen $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{E}_u$ normaler Weise erhält, treten alle Oberschwingungen auf.

Digitized by Google

Zusammenfassung.

Nachdem die Aufgaben einer Theorie des Röhrengenerators gestellt sind, wird der Grundgedanke der „Schwingkennlinienmethode" auseinandergesetzt § 1—3.

Dann wird zunächst der Röhrengenerator mit Fremderregung besprochen. Die Anodenstrom-Zeit-Kurve wird konstruiert, Leistung und Wirkungsgrad mit Hilfe der Schwingkennlinien als Funktion der Gitterwechselspannung und der elektrischen Größen des Arbeitskreises berechnet. Zunächst wurde die vereinfachende Annahme benutzt, der Arbeitskreis sei auf die Frequenz der Gitterspannung abgestimmt § 4. Dann der allgemeine Fall behandelt. § 5 und § 6.

Der Teil B enthält die Anwendung der Schwingkennlinienmethode auf den rückgekoppelten Sender.

Als Prinzipien zur Bestimmung der Amplitude und der Frequenz werden die Amplituden- oder Leistungsbilanz und die Phasenbilanz aufgestellt (§ 7).

Dann wird zunächst für den einfachsten Fall, daß $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ gleiche Phase haben, die Frequenz berechnet und ihre Stabilität bewiesen § 8, 9. Dann die Amplitude mit Hilfe der Schwingkennlinien konstruiert und ihre Stabilität diskutiert (§ 10), die Bedingungen für das Einsetzen und Erlöschen der Schwingungen aus der Schwingkennlinie abgelesen (§ 11) und schließlich der Anlaufvorgang unter Benutzung der Schwingkennlinien quantitativ konstruiert (§ 12).

Schließlich ist in § 13 der allgemeine Fall verschiedenphasiger $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ durch eine quantitative Konstruktionsmethode mit Hilfe der „allgemeinen Schwingkennlinien" behandelt.

Um die Berechtigung der Annahme kleiner Oberwellen darzutun, wurden in § 14 die Amplituden der Oberwellen der Anodenspannung für ein Zahlenbeispiel ausgerechnet.

Eilige Leser mögen die etwas komplizierteren §§ 5, 6 und 13 überspringen.

Zum Verständnis der übrigen Arbeit sind die Paragraphen nicht nötig, sie wurden in den Gedankengang eingefügt, um zu zeigen, daß die Schwingkennlinienmethode keineswegs auf den einfachen Fall der Phasengleichheit zwischen $\mathfrak{E}_a$, $\mathfrak{J}_a$, $\mathfrak{E}_g$ beschränkt ist, sondern daß gerade Fragen wie die nach der Abhängigkeit der Frequenz von der Heizung sehr gut mit Hilfe der Schwingkennlinien diskutiert werden können.

Digitized by Google

Über Kennlinienaufnahmen von Elektronenröhren.

Von **Robert Jaeger**, Berlin-Friedenau.

Allgemeines.

Über die theoretische Ableitung der Kennlinien von Elektronenröhren mit Gitter berichtet Herr Dr. H. G. Möller in einer besonderen Arbeit[1]). Hier sollen diejenigen Fragen kurz erörtert werden, die in der Praxis Bedeutung haben. Dabei werden hauptsächlich die Apparaturen und Methoden beschrieben, wie sie bei der Technischen Abteilung für Funkergerät (Tafunk) zur Anwendung gelangten.

Macht man die Voraussetzung, daß man es mit Kathodenröhren zu tun hat, die das bis jetzt höchst erreichbare Vakuum (Coolidge-Vakuum $< 10^{-5}$ mm) besitzen, so sind die einzigen Elektrizitätsträger in der Röhre die Glühelektronen, die von der heißen Kathode emittiert werden. Sie bewegen sich allein unter dem Einfluß des Anodenpotentials und Gitterpotentials und bestimmen auf diese Weise das physikalische Verhalten der Röhre.

Unter dieser Voraussetzung ist das Arbeiten der Röhre als Detektor (Audion), als Verstärker, als Schwingungserzeuger und als Schwingaudion (Ultraaudion) bestimmt durch die 4 Größen:

e_a = Anodenspannung
e_g = Gitterspannung
i_a = Anodenstrom
i_g = Gitterstrom.

Nimmt man, wie es gebräuchlich ist, e_a als Parameter, e_g als Abszisse, so erhält man zwei Kennlinienscharen:

1. Die Anodenkennlinienschar, mit i_a als Ordinate.
2. Die Gitterkennlinienschar, mit i_g als Ordinate.

Für manche Fragen theoretischer Art wie z. B. die Beurteilung der Emissionsfähigkeit des Fadens, ist der gesamte Emissionsstrom

$$i_e = i_a + i_g$$

von Interesse.

Man gelangt so zu der

3. Emissionskennlinienschar.

---

1) Vgl. auch H. G. Möller, „Die Elektronenröhre", Sammlung Vieweg. Tagesfragen aus den Gebieten der Naturw. und Technik (fernerhin mit l. c. bezeichnet).

Digitized by Google

Den allgemeinen Typus der drei Diagramme zeigt Fig. 1a—c. Wie man aus ihnen ersieht, ist für kleinere Schwingungsamplituden [1]) der Anodenstrom mit dem Emissionsstrom identisch, zumal wenn man die Kennlinie für die höheren Anodenspannungen aufnimmt; dadurch ist in den meisten Fällen die statische Untersuchung einer Röhre sehr vereinfacht. Erst bei größeren Schwingungsamplituden, die wesentlich

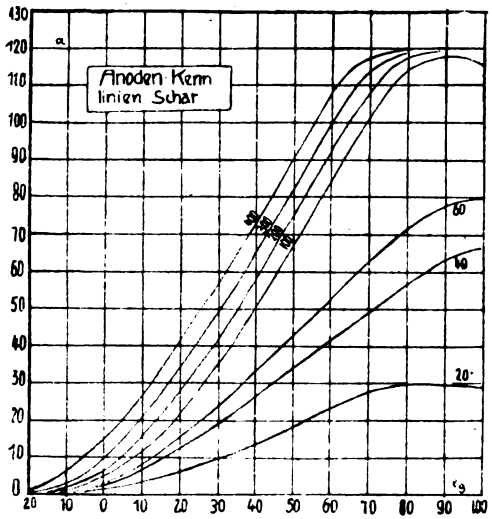


Fig. 1a.

über den oberen Knick der Anodenkennlinie hinausgehen, ist es notwendig, den Gitterstrom mit zu berücksichtigen, und auch dann nur bei Schwingungsröhren größeren Typs.

Sättigungsstrom.

Fig. 1c zeigt, daß die Emissionskennlinien von einer gewissen Gitterspannung an alle in die Horizontale einlaufen, die den Sättigungsstrom darstellt.

Für die Leistung der Röhre usw. ist es wichtig, daß 1. der Sättigungsstrom bereits bei möglichst geringen Spannungen erreicht wird, und 2. möglichst hoch liegt.

1) Man kann sich auch große Schwingungen denken, bei denen kein Gitterstrom fließt; das ist der Fall bei negativer Gittervorspannung. Ebenso sind bei positiver Gittervorspannung kleine Schwingungen möglich, bei denen ein größerer Gitterstrom fließt.

Digitized by Google

Die erste Bedingung wird durch große Steilheit der $i_a - e_g$-Kurve erfüllt. Das heißt:

$$s = (\partial i_a / \partial e_g)_{e_a}$$

muß möglichst groß werden. Man erreicht das durch langen Heizfaden und geringe Stromdichte. Gleichzeitig wird dadurch eine Herabsetzung derjenigen Gitterspannung herbeigeführt, bei der Sättigungs-

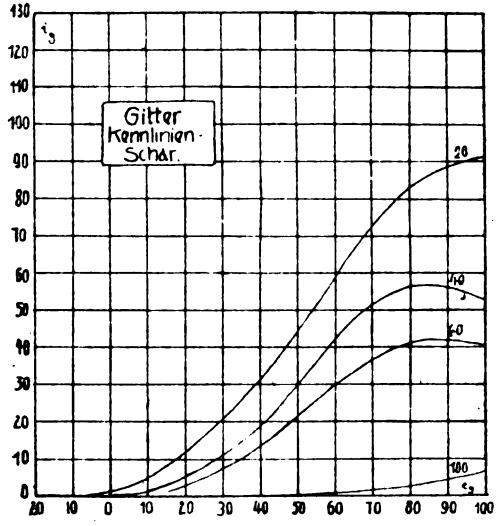


Fig. 1b.

strom erreicht wird. Aus diesem Grunde ergaben Versuchsröhren, deren Heizfaden wohl lang war, aber dicht aneinander hin und zurückgeführt wurde und oben einen Knick besaß (Fig. 2a), schlechtere Resultate als Röhren mit Heizfäden, die nach Fig. 2b verlegt waren.

Die 2. Bedingung ist an die Emissionsfähigkeit des Heizfadens gebunden, und da diese ihrerseits wieder durch die Richardsonsche Gleichung mit der Temperatur verknüpft ist, so wird man zu Fäden geführt, die, wie z. B. Wolfram, möglichst hohe Temperaturen aushalten (3000° C.)[1].

Eine Folge davon ist die überaus starke Abhängigkeit des Emissionsstroms von dem Heizstrom, so daß eine geringe Änderung des

1) M. v. Pirani, Verh. d. Deutschen Physikal. Gesellschaft, 14, 426—428, 1912.

Digitized by Google

Heizstroms große Änderungen des Emissionsstroms verursacht. Die Stromheizung ist also ungenau.

Damit ist Anlaß gegeben zur Besprechung zweier Umstände, die für die Leistung und Lebensdauer der Röhren von großer Wichtigkeit sind und deshalb auch bei der Aufnahme der Kennlinien berücksichtigt werden müssen.

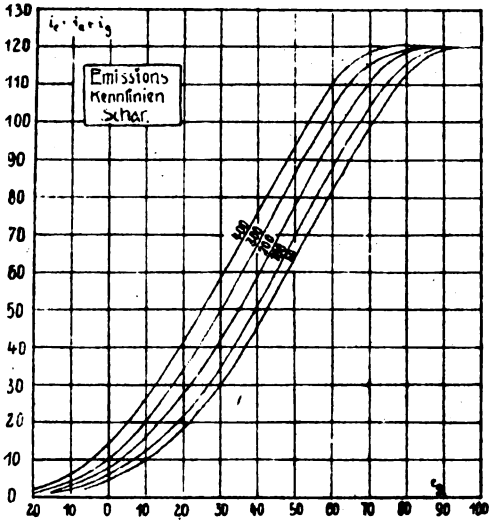


Fig. 1c.

Strom-Spannungs- und Emissionsstromheizung. Anlegen des Anodenkreises an die Kathode.

a) Stellt man mit dem Heizkreisamperemeter bei einer Anzahl von Röhren derselben Type den Heizstrom ein, so erhält man völlig verschiedene Sättigungsströme.

Damit verbunden ist im Gerät eine ganz verschiedene Leistung und Beanspruchung. Man muß sich also einer anderen Einstellung bedienen. Dabei ist zu bedenken, daß die Ursache der Erscheinung eine zweifache ist:

1. die trotz sorgfältiger Fabrikation noch ungleichmäßige Dicke der Heizfäden;

2. die ungenügend genaue Ablesung am Heizstrommesser. Wird doch bei einer Erhöhung des Heizstrom um 3 % der Sättigsstrom um 40 % vergrößert.

Digitized by Google

Für die Verstärkerröhren und das Audion, bei denen der erwähnte Umstand bei weitem nicht so sehr ins Gewicht fällt, hat man die Konstanz des Heizstroms durch die Nernstschen Eisenwiderstände gewährleistet.

Bei den Senderöhren dagegen hat man zwei verschiedene Methoden angewandt:

a) Die Spannungsheizung,

b) die Emissionsstromheizung.

Bei der Spannungsheizung mißt man die Spannung am Faden selbst. Sie beträgt bei den gebräuchlichen 10-Wattröhren etwa

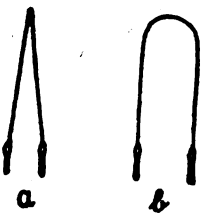


Fig. 2.

8—9 Volt. Durch diese Messung wird der Heizstrom im Verhältnis der Dicke des Fadens reguliert. Hält man den Heizstrom konstant und beobachtet die Heizspannung, so zeigt sich, daß letztere allmählich ansteigt. Der Grund liegt wohl in der allmählichen Erwärmung der Zuführungen des Glühdrahts und der damit verbundenen Erhöhung der Klemmspannung. Spannungsheizung schont also die Röhren.

Wenn die Röhren altern, d. h. wenn der Glühfaden dünner wird, steigt der Emissionsstrom bei Stromheizung, dagegen sinkt er bei Spannungsheizung.

Genauer aber ist die Methode der Emissionsstromheizung[1]). Sie benutzt gerade die unangenehm empfundene starke Abhängigkeit des Emissionsstroms vom Heizstrom zur genauen Einstellung desselben. Zu diesem Zweck wird Gitter und Anode verbunden und auf die normale Anodenspannung gebracht. So geht man sicher, den gesamten Emissionsstrom zu messen. Bei den funkentelegraphischen Geräten bewirkt ein einfacher Hebel die Abschaltung des Gitters vom Gitterkreis und seine Verbindung mit der Anode. An einem Milliamperemeter läßt sich der Sättigungsemissionsstrom einstellen. Bei den 10-Wattröhren war er auf 120 *m A* festgesetzt. Durch diese Maßnahme ist

1) Vgl. H. G. Möller, l. c.

Digitized by Google

stets dieselbe Leistung der Apparatur gewährleistet, auch wenn die Röhre gealtert und der Heizfaden dünner geworden ist. Bei Untersuchung einer neuen Röhrenart wurde bei einer Serie von etwa 20 Röhren der normale Heizstrom eingestellt und aus den dabei abgelesenen Sättigungsströmen das Mittel genommen. Nach diesem Mittel wurden dann umgekehrt die Heizströme korrigiert. Röhren des 10-Wattyps, die dann z. B. statt des normalen Heizstroms von 3,0 Ampere einen solchen von 2,9 oder 3,1 Ampere zeigten, wurden zurückgewiesen.

Als handliches Temperaturmaß hat man, ähnlich wie in der Glühlampenindustrie die Bezeichnung Watt pro Kerze, bei der Elektronenröhre den Ausdruck Sättigungsemissionsstrom pro Watt Heizleistung eingeführt.

Für den Praktiker ist es in vielen Fragen sehr angenehm, den Zusammenhang zwischen den verschiedenen charakteristischen Größen des Heizfadens einer Elektronenröhre rasch an Hand einer Tabelle oder Figur überblicken zu können. Im folgenden ist eine solche Übersicht für Elektronenröhren mit Wolframfaden in skalarer Darstellung mitgeteilt. Die Tafel wurde im Versuchslaboratorium für Funkentelegraphie der Reichsmarine in Kiel ausgearbeitet und von Herrn Prof. v. Pirani in liebenswürdiger Weise zur Verfügung gestellt.

Zur Erläuterung der Tafel sei folgendes gesagt: Als Grundlage dienten die Messungen an den gebräuchlichen Wolframglühlampen[1]). Diese werden normalerweise mit 1,1 Watt pro Kerze (W/K) betrieben, wobei als Lichtstärke die mittlere horizontale Lichtstärke zugrunde gelegt ist. Dabei besitzt der Faden, wenn man die Konstante c_2 des Wienschen Gesetzes zu 14 300 ansetzt, eine absolute Temperatur von 2300 ° C. Die Abhängigkeit des normalen Heizstromes von der Dicke des Fadens, entsprechend der Formel $i = k \cdot \sqrt{d^3}$, ist in Fig. 3 wiedergegeben. Dieser Strom ist in der Tabelle mit 100 % bezeichnet. Die Messungen selbst wurden an Senderöhren der verschiedensten Größen mit Heizfäden von 0,10 bis 0,25 mm vorgenommen, doch läßt sich die Tabelle auch für andere Fadenstärken benutzen.

Watt pro Kerze	Milliampere pro Watt
1,10	1,6
0,85	4,0
0,70	8,0
0,55	15,0

1) M. v. Pirani, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. 12, 301, 1910. Derselbe, ibid. 14, 213, 1912.

Digitized by Google

Den Zusammenhang zwischen W/K und Sättigungsstrom pro Watt ($m\,A/W$) zeigt die nebenstehende Tabelle. 1,1 W/K entsprechen 1,6 $m\,A/W$. Diese Größe bildet den Ausgangspunkt für die Benutzung der Tafel, so daß ihr 100 % $m\,A$ Sättigungsstrom, 100 % Watt Heizleistung usw. zugeordnet sind. Bei einer bestimmten proz. Änderung einer der Größen läßt sich die der anderen leicht ablesen. Die allen sieben Reihen gemeinsam zugehörige Größe $m\,A/W$ ist zwecks besserer Ablesung jedesmal links herangeschrieben. Da die Lebensdauer der

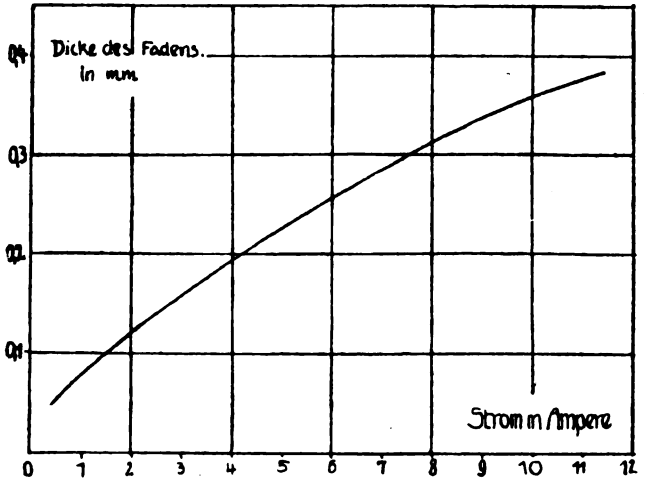


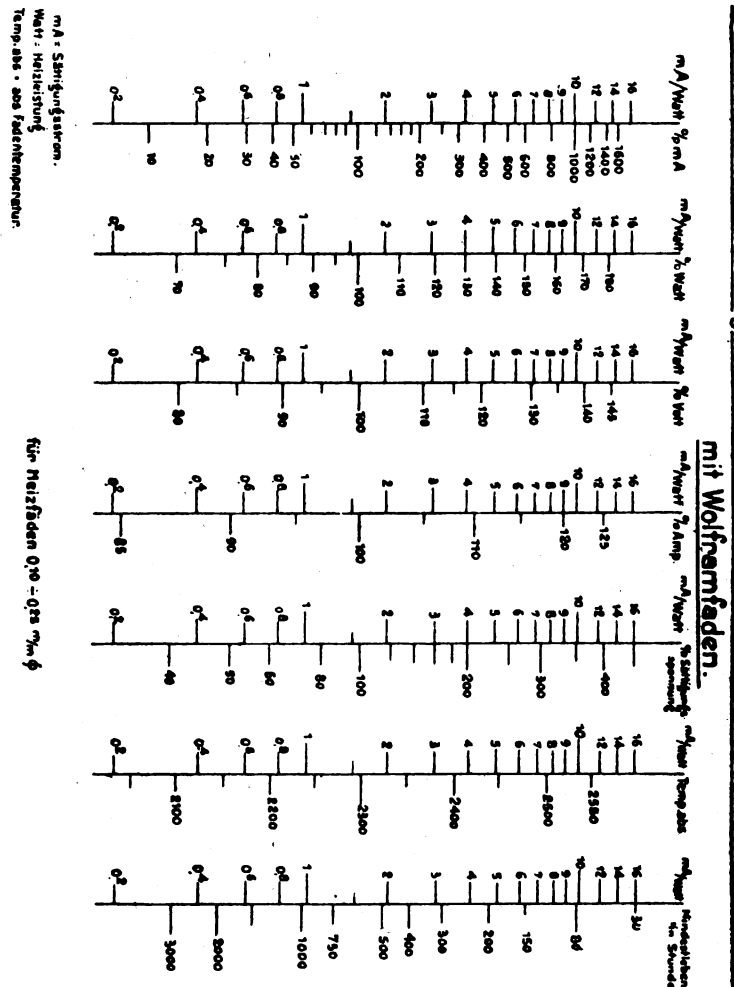
Fig. 3.

Senderöhren durch die verschiedensten oft unkontrollierbaren Einflüsse verändert wird, die teils in der Röhre selbst zu suchen sind, wie z. B. Fadenmaterial, Anordnung des Fadens (mechanische Resonanzschwingungen), teils aber auch in der Eigenart des Senders begründet sein können, so sind die in der letzten Skala angegebenen Zahlen lediglich als rohe Annäherungen bzw. Größenordnungszahlen zu betrachten. Nach den neueren Erfahrungen sind die Mindestlebensdauern bei 1,6 $m\,A/W$ etwa doppelt so hoch als die in der Skala angegebenen.

Ein Punkt, auf den Mühlbrett aufmerksam machte und der besonders für die Lebensdauer der Röhre von Wichtigkeit ist, ist die Anschaltung des Anodenkreises an die Kathode. Legt man den Anodenkreis an das negative Ende des Fadens, so addiert sich Heizstrom und Emissionstrom. Dieser Übelstand wird noch dadurch vergrößert, daß der Heizfaden am negativen Ende heißer ist als am positiven.

Digitized by Google

Wenn aber der Faden heißer wird, so steigt die Fadenspannung und der Ausschlag des Heizinstruments sinkt, falls es im entsprechenden Zweig liegt (s. weiter unten). Wie man leicht sieht, kann diese



Digitized by Google

Schaltung zu einem Durchbrennen der Röhre führen. Da der Faden heißer wird, steigt der Emissionstrom, was wieder zu einer Temperaturerhöhung des Heizfadens führt, und so fort. Aus diesem Grunde ist bei Gleichstromheizung der Anodenkreis an das positive Ende des Fadens zu legen. Selbstverständlich ist auch bei den im folgenden beschriebenen Apparaturen auf diese Schaltung zu achten.

Im Anschluß daran ist noch darauf hinzuweisen, daß der zu einem vorgeschriebenen Emissionsstrom i_{e_s} zugehörige Heizstrom erst dann genau definiert ist, wenn man angibt, ob derselbe für eingeschalteten oder ausgeschalteten Emissionsstrom gilt, und man außerdem die Lage des Heizstromamperemeters berücksichtigt. Da die Frage für die Praxis Interesse hat, sind hier vier Fälle etwas eingehender besprochen (siehe Fig. 4 a—d). Sie unterscheiden sich durch die Richtung des Heizstroms sowie durch die Lage des Amperemeters. Je nachdem erhält man beim Aus- bzw. Einschalten des Emissionsstroms verschiedene Änderungen des Amperemeterausschlages.

a) In allen Fällen gelten die Bezeichnungen der Figur. Der Index 0 bezeichne den Ausschlag des Instruments ohne Emissionsstrom, der Index ε denjenigen bei eingeschaltetem Emissionsstrom. Dann ist:

$$i_0 = \frac{e_1}{r + r_1}$$

$$(i_1)_\varepsilon = \frac{e_1 (r + r_2) + e_2 r}{r r_1 + r r_2 + r_1 r_2} \cong \frac{e_1 r_2 + e_2 r}{r_2 (r + r_1)}$$

$$(i_1)_0 - (i_1)_\varepsilon = - \frac{r \{e_2 (r + r_1) + e_1 r\}}{(r + r_1)(r r_1 + r r_2 + r_1 r_2)}$$

d. h. beim Ausschalten des Emissionsstroms sinkt das Amperemeter. Für ein Beispiel aus der Praxis ergeben sich daraus ungefähr folgende Werte: wenn

$$e_1 = 12 \text{ V.} \qquad e_2 = 400 \text{ V.}$$
$$r_1 = 1{,}5\ \Omega \qquad r_2 = 2000\ \Omega \qquad r = 4{,}5\ \Omega$$

gesetzt wird, so wird

$$(i_1)_0 = 2{,}0 \text{ Ampere} \qquad (i_1)_\varepsilon = 2{,}15 \text{ Ampere}$$
$$(i_1)_0 - (i_1)_\varepsilon = -\ 0{,}15 \text{ Ampere}$$

b) Ist die Heizspannung entgegengesetzt geschaltet, so erhält man den Ausdruck:

$$(i_1)_\varepsilon = \frac{e_1 (r + r_2) - e_2 r}{r r_1 + r r_2 + r_1 r_2} \cong \frac{e_1 r_2 - e_2 r}{r_2 (r + r_1)}$$

und weiter:

Digitized by Google

$$(i_1)_0 - (i_1)_\varepsilon = \frac{r\{e_2(r+r_1) - e_1 r\}}{(r+r_1)(r r_1 + r r_2 + r_1 r_2)}$$

bei dem erwähnten Beispiel also

$$(i_1)_\varepsilon = 1{,}85 \text{ Ampere} \qquad (i_1)_0 - (i_1)_\varepsilon = 0{,}15 \text{ Ampere}$$

d. h. numerisch den gleichen, aber entgegengesetzten. Beim Ausschalten steigt das Amperemeter. Weiter ergibt sich aus den Formeln unter a) und b), daß die Veränderung des Amperemeterausschlages um so größer ist, je höher der Widerstand des Heizkreises sich bemißt. Beim Ausschalten des Emissionsstroms wird im Falle a) der Faden im Mittel eine höhere Temperatur erhalten, da das negative Ende heißer, das positive Ende kälter wird. Bei b) ist es umgekehrt.

Liegt das Heizstromamperemeter in dem von beiden Strömen gemeinsam durchflossenen Zweig, so ergeben sich die beiden durch die Fig. 4c und d dargestellten Fälle.

c) Ist die Heizspannung wie im Falle a) geschaltet, so ergibt sich

$$(i)_\varepsilon = \frac{e_1 r_2 - e_2 r_1}{r r_1 + r r_2 + r_1 r_2} \qquad (i_1)_0 - (i)_\varepsilon = \frac{r_1\{e_2(r+r_1) + e_1 r\}}{(r+r_1)(r r_1 + r r_2 + r_1 r_2)}$$

Die Differenz ist positiv, mithin steigt das Amperemeter beim Ausschalten des Emissionsstroms.

Für die numerischen Daten des Beispiels erhält man:

$$(i)_\varepsilon = 1{,}95 \text{ Amp.}, \quad (i)_0 - (i)_\varepsilon = 0{,}05 \text{ Amp.}$$

d) Ist die Heizspannung dagegen wie im Falle b) geschaltet, so wird der Ausdruck

$$(i)_\varepsilon = \frac{e_1 r_2 + e_2 r_1}{r r_1 + r r_2 + r_1 r_2} \text{ und } (i)_0 - (i)_\varepsilon = -\frac{r_1\{e_2(r+r_1) - e_1 r\}}{(r+r_1)(r r_1 + r r_2 + r_1 r_2)}$$

wird negativ, das Amperemeter sinkt beim Ausschalten des Emissionsstroms. Die Größe der Änderung ist entgegengesetzt gleich derjenigen des vorigen Falles:

$$(i)_0 - (i)_\varepsilon = -0{,}05 \text{ Amp.}$$

In den Fällen c) und d) ist die Änderung des Ausschlages um so kleiner, je größer der Widerstand im Heizkreis ist.

Ferner sind die Differenzen um so höher, auf je höherer Temperatur sich der Heizfaden befindet. In der Praxis ist der Fall 4c zu wählen.

Ähnlich liegen die Verhältnisse bei Spannungsheizung.

Digitized by Google

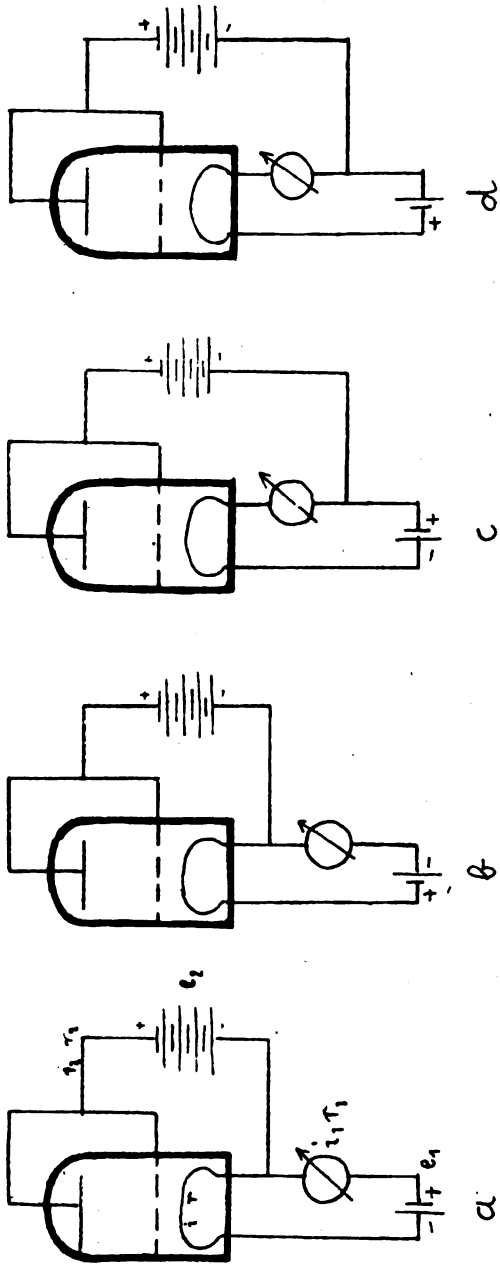


Fig. 4.

Digitized by Google

Apparaturen zur Aufnahme der Kennlinien.

Zur Aufnahme der Kennlinien wurden in der Hauptsache zwei verschiedene Apparaturen benutzt

a) für Verstärker und Schwingaudions (Überlagerer) die mit kleinen Strömen und Spannungen arbeiten:

b) für Senderröhren, die größere Ströme und Spannungen benötigen,

a) Die Schaltung zeigt Fig. 5.

Bei den Verstärkerröhren genügte es, die Gitterspannung von — 6 bis + 6 Volt zu variieren. Dies konnte an einem Potentiometer kontinuierlich geschehen. Die Gitterspannung lag an einem Voltmeter mit doppelseitigem Ausschlag. Da die Gitterströme in diesem Gebiet zu vernachlässigen sind, ist dafür kein Instrument vorgesehen. Die Anodenspannung (110 Volt) konnte ebenfalls an einem Potentiometer abgegriffen werden.

b) In Fig. 6 ist die Schaltung wiedergegeben, aus der alles ersichtlich ist. *Sch* ist der Schalter zum Umschalten auf Sättigungsemissionsstrom. Für die verschiedenen Röhrentypen waren besondere Sockel vorgesehen, ebenso für die Beuteröhren. Im allgemeinen wurde die Gitterspannung von — 20 auf + 100 Volt, die Anodenspannung von 100 bis 400 Volt variiert, soweit es sich um Röhren von 10 Watt Leistung handelte.

Messung von Durchgriff und Steilheit.

Durchgriff und Steilheit sind allein von den Dimensionierungen der Röhre abhängig. (Vgl. H. G. Möller, l. c.) Firmen wie Siemens & Halske, A. E. G. und Telefunken ist es nun durch besonders feine Ausarbeitung ihrer Fabrikationsmethoden gelungen, Röhren derselben Type mit fast mathematisch genau gleichen Dimensionen herzustellen. Für diese sind dann die Kennlinienfelder stets dieselben. Es genügt, sie einmal aufzunehmen.

Anders ist es, wenn man verschiedene Typen vergleichen will. Doch auch dann ist es keineswegs nötig, das ganze Feld der Linien aufzunehmen, sondern es genügen meist die beiden Bestimmungsstücke Durchgriff D und Steilheit S.

Für Senderöhren ist außer der Kenntnis von D, S und i_{e_s} noch wichtig zu wissen, in welchem Verhältnis bei hohem e_g und niederem e_a sich i_e auf i_g und i_a verteilt. Dadurch, daß i_g auf Kosten von i_a wächst, entsteht die schädliche Einsattlung der i_a-t-Kurve.

Digitized by Google

Die Steilheit ist bereits weiter oben definiert worden. Man erhält sie, indem man für eine mittlere Anodenspannung, bei der 10-Wattröhre also etwa 300 Volt, die i_a-e_g-Kurve aufnimmt. Ihre Tangente,

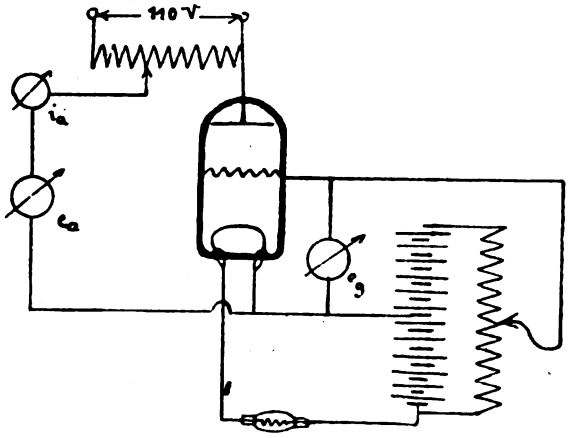


Fig. 5.

ausgedrückt in Ampere pro Volt, ist die Steilheit S. Bei Senderöhren gibt man die Maximalsteilheit an. Sie beträgt bei dem 10-Wattyp etwa $17 \cdot 10^{-4}$ Amp. Volt (s. Tabelle weiter unten). Vgl. Fig. 7.

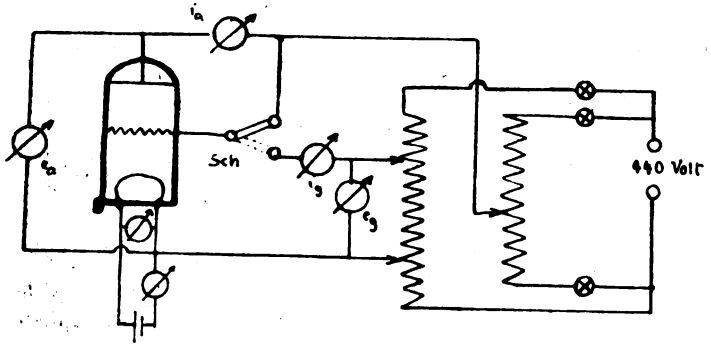


Fig. 6.

Für Verstärkerröhren ist die Maximalsteilheit völlig gleichgültig; dort ist vielmehr die Steilheit bei — 1 Volt Gitterspannung anzugeben, da die Röhre in diesem Gebiet arbeitet.

Digitized by Google

Der Durchgriff ist gegeben durch den Ausdruck

$$D = (\partial e_g / \partial e_a)\, i_a$$

Maßgebend ist für ihn neben anderen Dimensionierungsgrößen die Maschenweite des Gitters. Er wird am einfachsten so bestimmt, daß man die Anodenspannung sukzessive auf 400, 300, 200 und 100 Volt einreguliert und durch Variation der Gitterspannung denselben Anodenstrom einstellt, der im linearen Teil der Kennlinie liegen muß, also

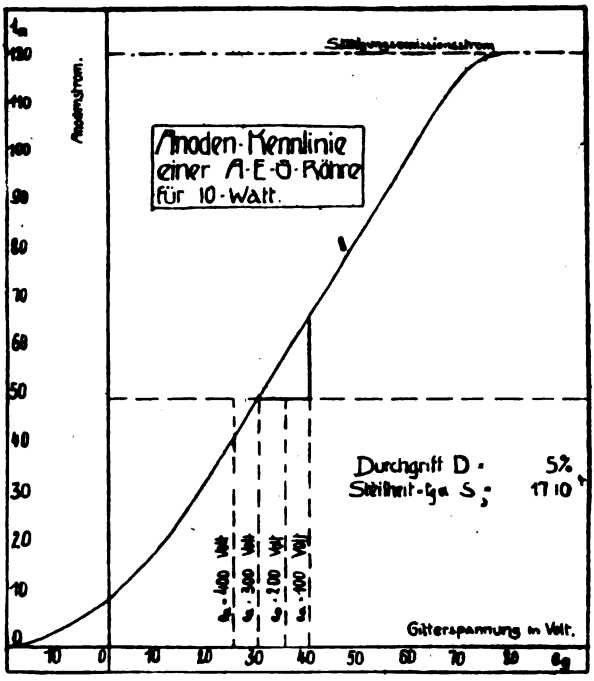


Fig. 7.

bei der 10-Wattröhre etwa 50 mA betragen kann. Die Differenzen der eingestellten Gitterspannungen geben dann den Durchgriff direkt in Prozenten (s. Fig. 7). Er beträgt bei dem hier erwähnten Beispiel 5 %. Bei kleineren Durchgriffen ist auf eine genaue Ablesung der Gitterspannung zu achten.

Unter 100 Volt Anodenspannung ist bei dem hier stets erwähnten Röhrentyp die Steilheit kleiner, der Durchgriff größer, da die Kennlinien flacher abfallen. Trägt man die e_a-e_g-Kurve auf (Parameter i_a), so erhält man folgendes Bild (Fig. 8):

Digitized by Google

Die Tangente dieser Kurve gibt in ihrem linearen Teil den Durchgriff. Bei kleinen Anodenspannungen biegt die Kurve um. Hervor-

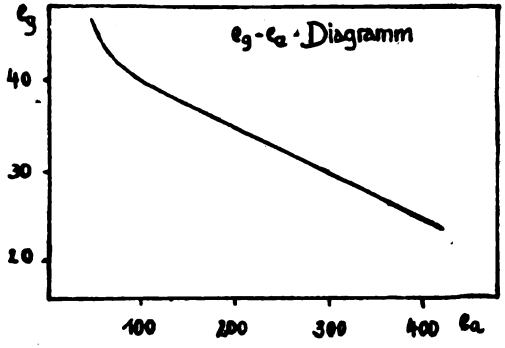


Fig. 8.

zuheben ist noch, daß der Durchgriff auch nur bei Röhren bestimmter Konstruktion in einem gewissen begrenzten Gebiet konstant ist. Die

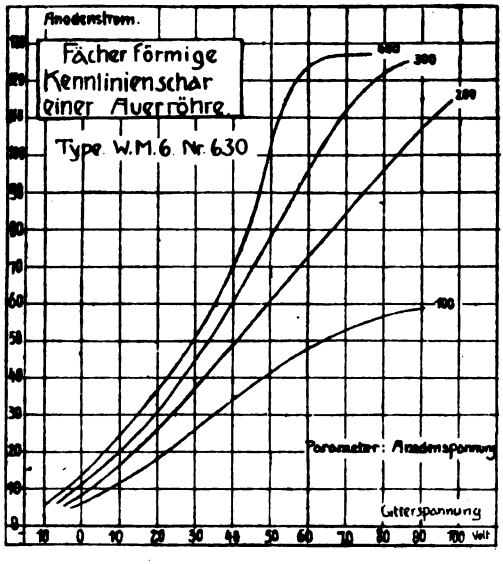


Fig. 9.

Röhren der Auer-Studiengesellschaft für elektrische Leuchtröhren (Dr. Skaupy) z. B., die ein gestricktes Wolframnetz als Anode be-

Digitized by Google

sitzen, zeigten in einer ihrer ersten Formen eine fächerförmige Kennlinienschar (Fig. 9).

Für manche Fragen, unter denen in erster Linie Wirkungsgrad und Einsatzsicherheit zu verstehen sind, hat noch der sog. Nullstrom eine Bedeutung. Er wird dargestellt durch dasjenige Stück, das die Kennlinienschar auf der Ordinate $e_g = 0$ abschneidet, ist also der Elektronenstrom, der fließt, wenn am Gitter das Potential Null, d. h. das Potential des negativen E des des Heizfadens liegt. Der Null-

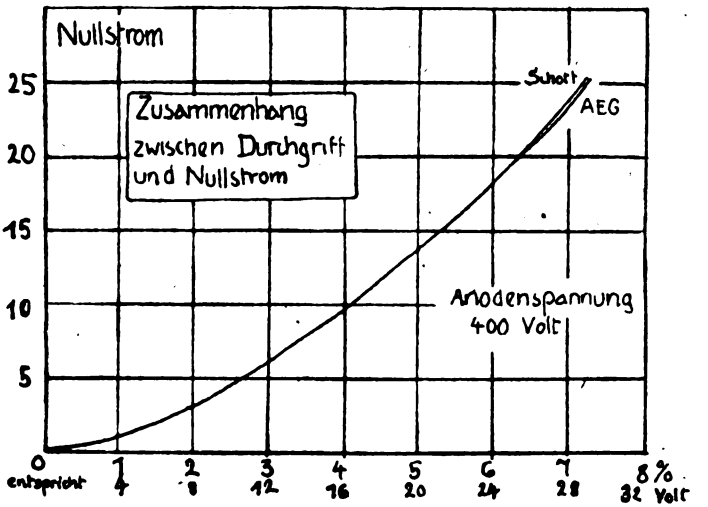


Fig. 10.

strom der 10-Watträhre soll etwa 10—15 mA betragen. Allgemein ist er gegeben durch die Beziehung $i_{a_0} = F(e_{g_0} + D \cdot e_{a_0})$ [illegible]r, wenn keine Gittervorspannung vorhanden ist:

$$i_{a_0} = F(D \cdot e_{a_0})$$

Ist die Kennlinie bekannt, so kann man den Zusammenhang zwischen Durchgriff und Nullstrom leicht zeichnen. Für eine Schottröhre und eine AEG-Röhre ist dies bei einer Anodenspannung von 400 Volt in Fig. 10 dargestellt.

Im folgenden ist eine Übersicht gegeben über Durchgriff und Steilheit einer größeren Anzahl Röhrentypen, die der Tafunk zur Verfügung standen.

Digitized by Google

Tabelle.

Röhrenart und Type	Durchgriff in %	Steilheit in Ampere pro Volt
Senderröhren:		
AEG	5,0	$18 \cdot 10^{-4}$
Auer-Studienges. f. elektrische Leuchtröhren (Molybdän-Netzanode)	2,4	$15 \cdot 10^{-4}$
do. Type W. M. 2 (Netzanode)	1,0	$17—20 \cdot 10^{-4}$
C. H. F. Müller-Hamburg	2,0	$18 \cdot 10^{-4}$
Schott u. Gen.-Jena, Type M. (Kupfer bzw. Eisen-Anode)	5,0	$18 \cdot 10^{-4}$
do. (Tantal-Anode)	6,0	$25 \cdot 10^{-4}$
Type K (für kleine Leistung)	5,0	$5 \cdot 10^{-4}$
Siemens & Halske	5,0	$18 \cdot 10^{-4}$
Verstärkerröhren:		
Auer (Studienges.)	6,0	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$
Deutsche Telephon-Werke (D. T. W.)	9,0	$1{,}8 \cdot 10^{-4}$
Französische Beuteröhre	15,0	$2{,}5 \cdot 10^{-4}$
Gundelach	6,0	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$
Dr. E. F. Huth	11,0	$2{,}6 \cdot 10^{-4}$
C. H. F. Müller-Hamburg	5,0	$3{,}6 \cdot 10^{-4}$
(R. I. W.) Seddig-Würzburg	10,0	$1{,}3 \cdot 10^{-4}$
Telefunken E. V. E. 173	10,0	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$
do. E. V. N. 171	15,0	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$
do. Type „O“	5,0	$1{,}5 \cdot 10^{-4}$
Überlagerer-Röhren:		
Auer (Studienges.)	5,0	$2{,}2 \cdot 10^{-4}$
Französische Beuteröhre:		
Mle 53, 4 Volts 251	2,8	$8{,}0 \cdot 10^{-4}$
„ 53, 4 „ 215	1,2	$8{,}0 \cdot 10^{-4}$
Telefunken Type R. E. 16 („Ü“)	10,0	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$

Diese Tabelle soll auf Vollständigkeit keinen Anspruch machen. Manche der hier erwähnten Typen befanden sich auch zur Zeit der Messung noch im Versuchsstadium. Es sind z. B. Röhren von Schott, Auer, Seddig usw. Doch gibt die Tabelle ein ungefähres Bild, welche Differenzen auftreten können und innerhalb welcher Grenzen sich die charakteristischen Daten der Elektronenröhre für die verschiedenen Anwendungsgebiete bewegen.

Anomaler Verlauf von Kennlinien.

Vergleicht man die Diagramme verschiedener Röhrentypen miteinander, so erkennt man, daß im allgemeinen Verlauf der Kennlinien ganz grundsätzliche Verschiedenheiten auftreten können, wobei immer

Digitized by Google

noch bestes Vakuum vorausgesetzt sei. I. a. ist bei guten Röhren der theoretische Verlauf der Kennlinie nach der Langmuirschen Formel

$$i_a = \frac{(e_g + D \cdot e_a)^{3/2}}{k}$$

beschränkt erfüllt. Kennlinien vom Charakter der Fig. 11 werden nach Rukop (Telefunken) als „flau" bezeichnet. Ebenso sind Kennlinien vom Typ der Fig. 12 charakteristisch für schlecht arbeitende Röhren. Die ideale Kurve ist jedesmal gestrichelt eingezeichnet.

Zu den anomalen Erscheinungen gehört auch die sog. Inselbildung, wenigstens in ihrer ausgeprägten Form. Der Name rührt her von

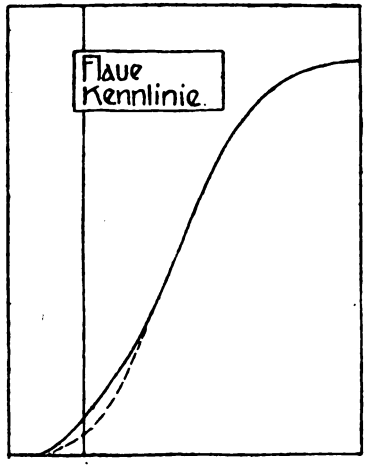


Fig. 11.

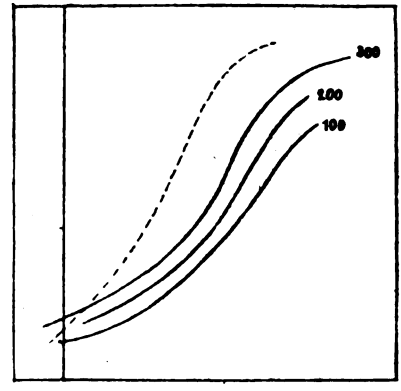


Fig. 12.

der bei der Aufnahme der Potentiallinien auftretenden Erscheinung. Ihre Ursache ist dadurch gegeben, daß bei negativem Gitterpotential die Teile des Glühfadens, die gewissermaßen von den Gitterdrähten beschattet werden, erst bei höheren Spannungen emittieren, als die übrigen Stellen. Man kann dann die Anodenkennlinie aus den beiden verschiedenen Ästen 1 und 2 zusammengesetzt denken (s. Fig. 13).

Einfluß von Gas.

Ganz anderes Verhalten offenbart sich, sobald irgendwelche Gasreste in der Röhre vorhanden sind oder durch die Erhitzung der Metallteile aus diesen austreten. Die Anwesenheit von Gas wird kenntlich

Digitized by Google

1. dadurch, daß man bei dem Auf- und Abwärtsschreiten auf der Anodenkennlinie nicht die gleichen Stromwerte mißt, sondern je nach dem Grade der Vergasung mehr oder minder verschlungene Hystereseschleifen erhält;

2. dadurch, daß der Sättigungswert des Emissionsstroms allmählich absinkt. Der Grund hierfür ist noch nicht ganz aufgeklärt, doch ist

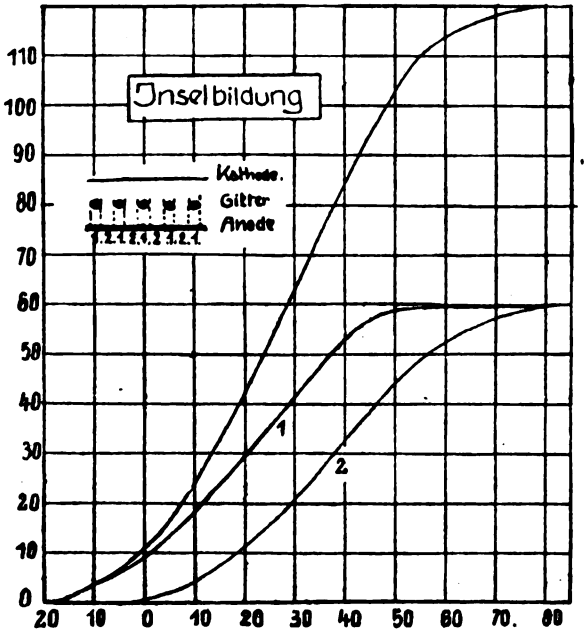


Fig. 13.

zu vermuten, daß hierbei Elektronenwolken eine Rolle spielen, oder vielleicht die Glühdrahtoberfläche durch chemische Reaktion mit den positiven Ionen angegriffen wird. Fig. 14 zeigt für eine Verstärkerröhre die besonders am Anfang starke Abhängigkeit des Sättigungsstromes vom Druck, und führt deutlich vor Augen, daß äußerstes Vakuum notwendig ist. Die wiedergegebene Kurve wurde für eine Auerröhre von Dr. Möller aufgenommen.

Die unter 2. beschriebene Erscheinung war bereits geeignet, in gewisser Weise eine Grenze für die zulässige Menge von positiven Ionen zu ziehen. Ein Absinken des Sättigungsstroms um 20 % wurde als höchst zulässiges Maß festgesetzt. Später wurde, wenn sich eine

Digitized by Google

der beiden Erscheinungen zeigte, der Gasgehalt auf exaktere Weise elektrisch gemessen (s. weiter unten).

Diejenigen Röhren, die mit einer Tantalanode versehen waren, hielten den Prüfungen auf Anwesenheit von Gasresten fast durchweg stand. Der Schmelzpunkt von Tantal liegt sehr hoch (bei 2800° C.[1]) und aus diesem Grunde kann Tantal bei Hochglut von den okkludierten Gasen befreit werden. Da Tantal aber äußerst teuer ist und wegen seiner Herkunft (Ural) knapp zu werden begann, mußte man sich nach anderen Metallen umsehen. Man nahm versuchsweise Kupfer oder Eisen, wobei es sich herausstellte, daß Röhren mit derartigen

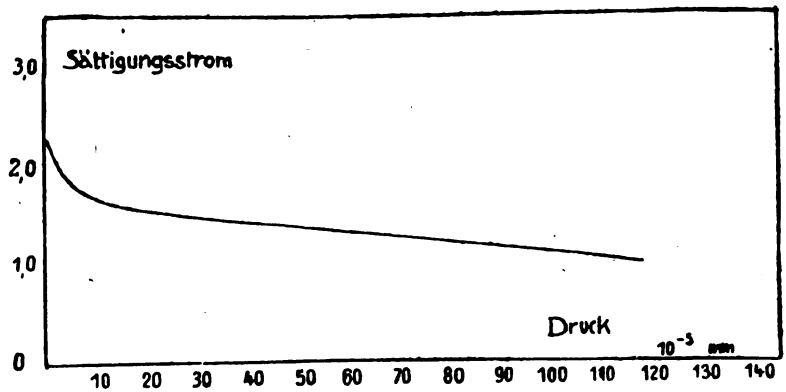


Fig. 14.

Anoden sehr schwer zu evakuieren waren. Die Fig. 15 u. 16 zeigen Hystereseschleifen, die mit solchen Röhren erhalten wurden. Das erste Diagramm rührt von einer Röhre her, die nur Spuren von Gas enthielt, das zweite von einer Röhre mit größeren Mengen von Gas. Der Firma Schott und Gen.-Jena gelang es jedoch nach mühevollen Versuchen, diese Metalle auch einwandfrei zu entgasen.

Von Nachteil sind die Gasreste insofern, als bei einer Erniedrigung des Sättigungsstroms die Leistung sinkt und die Hystereseschleifen, die sich auch auf die Arbeitskennlinien (s. H. G. Möller l. c.) übertragen, Trägheitserscheinungen im Gefolge haben.

Direkte Gefahr für die Röhre selbst tritt erst dann ein, wenn die Stoßionisation eine merkliche Rolle spielt. Die Anzahl der Elek-

1) Vgl. M. v. Pirani und Alfred R. Meyer, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. 13, 540—551, 1911.

Digitized by Google

tronen, die aus den zertrümmerten Gasionen stammen, wird so groß, daß der Anodenstrom rapide ansteigt und die Röhre durchbrennt, falls

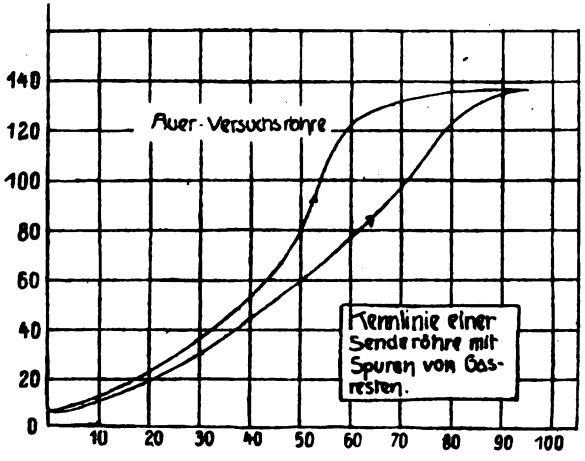


Fig. 15.

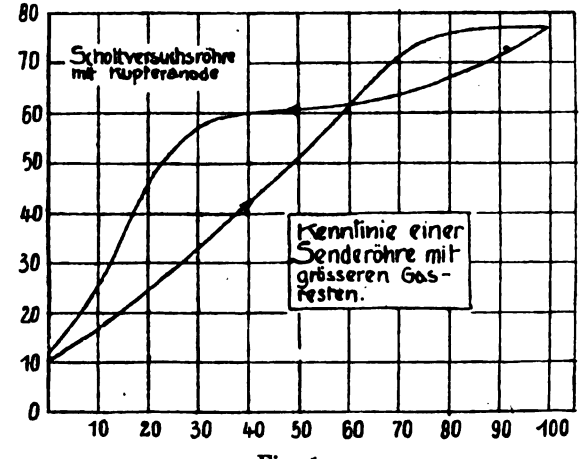


Fig. 16.

sie nicht genügend gesichert ist. In Fig. 17 ist ein solcher Fall skizziert. Beim Punkte P beginnt die Stoßionisation.

Die Betrachtungen über die Anwesenheit von Gas sind naturgemäß nur für die Senderröhren von Wichtigkeit, da dort durch die

Digitized by Google

Heftigkeit des Elektronenbombardements die Anodenbleche in Glut geraten. Insofern stellen die von der Studiengesellschaft für Leuchtröhren aus Wolframdraht gestrickten Anoden einen wesentlichen Fortschritt in verschiedener Hinsicht dar. Zunächst ist die Oberfläche größer, mithin die Abkühlung besser, ferner fallen die großen gashaltigen Metallmassen fort. Was aber schließlich an Gasresten noch austreten sollte, absorbieren die vergasenden Teilchen des Heizfadens, führen es auf ihrem Wege durch die Maschen der Anode mit sich und absorbieren es auf der Glaswand. Unter normalen Verhältnissen soll sich das Vakuum der Auerröhren im Laufe des Betriebs verbessern.

An unvorhergesehenen Vorfällen, die bei der Aufnahme der Kennlinien eintreten können, ist der innere Kurzschluß zu erwähnen. Vorwiegend wurde er beobachtet bei Röhren, deren Anoden sich in irgendeiner Weise nach dem Glase zu öffneten. An diesen Teilen der Glaswand waren dann meist die zerstäubten Teile des Fadens niedergeschlagen. In welcher Weise die Aufladungen des Glases hierbei in Frage kamen, wurde nicht entschieden.

Messung des Gasgehaltes von Röhren.

Da schon geringe Gasreste den Verlauf der Kennlinien wesentlich verändern können, ist es notwendig, den Gasgehalt in der bereits abgeschmolzenen Röhre messen zu können. Eine solche Messung kann nur auf elektrischem Wege erfolgen. Dr. H. G. Möller hat eine Methode hierfür angegeben. Es stellte sich später heraus, daß Telefunken ganz unabhängig davon eine ähnliche Methode ausgearbeitet hatte. Die theoretische Begründung des Möllerschen Gasmeßverfahrens läßt sich ungefähr folgendermaßen kurz darstellen:

Die Methode trennt die Ströme, die durch die zu untersuchende Röhre fließen, in einen ausschließlich aus Elektronen bestehenden sogenannten ionisierenden Strom, der mit dem sonstigen Anodenstrom i_a identifiziert werden kann, und einem durch Stoßionisation entstehenden Gasstrom. Vorausgesetzt wird, daß sich der Prozentsatz der ionisierenden Stöße, der nach einer Arbeit von Frank und Hertz etwa 20 % aller Stöße beträgt, mit dem Drucke nicht ändert. Bei höheren Drucken wird der Prozentsatz der ionisierenden Stöße kleiner als der angegebene Wert. Eine weitere Bedingung ist die, daß diejenige Spannung, die den Elektronen ihre Beschleunigung erteilt, groß ist gegen das Produkt: Ionisierungsspannung × Anzahl der Stöße eines Elektrons zwischen Gitter und Anode (für den Fall positiver Anode und negativen Gitters),

Digitized by Google

damit bei jedem Stoß das Elektron mindestens die Ionisierungsspannung wieder erreicht hat.

Die Anzahl der Stöße überhaupt ist proportional der Anzahl der Gasmoleküle (resp. dem Druck p), der Anzahl der ionisierenden Elektronen (bzw. i_g) und dem Ionisationsraum (bzw. Abstand d zwischen Gitter und Anode). Da nun bei negativ geladenem Gitter die weitaus größte Zahl der positiven Ionen auf das Gitter wandert, kann man

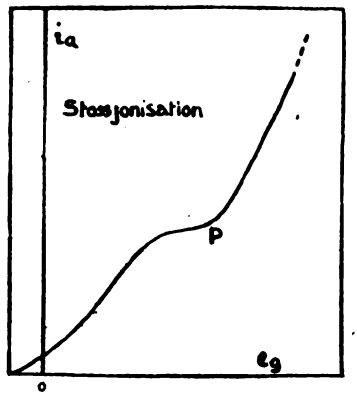


Fig. 17.

den im Gitterkreis fließenden Strom seinerseits wieder der Anzahl der Stöße proportional setzen.

Es ergibt sich demnach die Beziehung:

$$\frac{\partial N}{\partial t} \sim i_g \sim i_a \cdot p \cdot d = k \cdot i_a \cdot p \cdot d$$

wobei k eine Funktion von p ist,

$$k = f(p)$$

solange nicht die oben erwähnte Voraussetzung erfüllt ist, daß die Anodenspannung so hoch ist und die freie Weglänge so groß ist, daß dem Elektron ein genügend hohes Potential zur Verfügung steht, um ihm die zur Ionisation notwendige kinetische Energie zu verleihen. Man hat also zu setzen

$$i_g = f(p) \cdot p \cdot i_a \cdot d \qquad \frac{i_g}{i_a \cdot d} = p \cdot f(p)$$

$$p = F\frac{i_g}{i_a \cdot d} \sim K \cdot \frac{i_g}{i_a \cdot d}$$

Der Wert von K hängt von der chemischen Natur des Gases ab.

Digitized by Google

ansteigenden Teil der Kennlinien bewegt. Solange die Gitterspannungsamplitude kleiner als die Gittervorspannung E_g ist, ist der Anodenstrom und damit auch $\mathfrak{J}_a$ überhaupt Null. Die Schwingkennlinie verliefe dann bis zum Werte $\mathfrak{E}_g = E_g$ auf der Abszisse.[1])

Ist die Rückkoppelung so lose, daß die Rückkoppelungsgerade steiler als die Tangente I liegt, so klingt jede Schwingung ab, wie groß auch ihre Anfangsamplitude war. Ungedämpfte Schwingungen kommen nicht zustande. Liegt die Rückkoppelungsgerade zwischen den beiden Tangenten I und II — sie sei z. B. durch III dargestellt — so entsteht eine Schwingung mit der Amplitude $\mathfrak{J}_{a3}$, wenn die Anfangserregung größer als $\mathfrak{J}_{a1}$ ist. Kleinere Anfangserregungen klingen ab. Steigert man die Rückkoppelung so weit, daß die Rückkoppelungsgerade flacher als die Tangente im Nullpunkt (II) liegt, so genügt der kleinste Anstoß zur Erregung einer Schwingung mit der Amplitude $\mathfrak{J}_{a2}$. Der Sender erregt sich dann selbst.

Beim langsamen Festerstellen der Rückkoppelung beginnt die Selbsterregung, wenn die Rückkoppelungsgerade die Neigung der Tangente an die Schwingkennlinie im Nullpunkt unterschreitet. Der Anodenstrom springt sofort auf den Wert $\mathfrak{J}_{a2}$ hoch. Hat die Schwingkennlinie die Form der Fig. 21, so wächst bei fester werdender Rückkoppelung die Schwingung $\mathfrak{J}_a$ von Null an stetig.

Das stetige Anwachsen der Schwingungsamplitude bei fester werdender Rückkoppelung kann man stets durch positive Gittervorspannung, das Anspringen durch negative Gittervorspannung experimentell realisieren.

Das Diagramm 22 zeigt schließlich, daß die Bedingungen für die Selbsterregung und das Aussetzen einmal angestoßener Schwingungen nicht identisch sein brauchen. Die erstere ist durch die Steilheit der Rückkoppelungsgeraden II, die letztere durch die Rückkoppelungsgerade I festgelegt. Hat die Schwingkennlinie im Nullpunkt ihre größte Steilheit, fallen beide Tangenten zusammen, und die Rückkoppelung, bei der die Selbsterregung eben auftritt und bei der jede angestoßene Schwingung eben erlischt, werden identisch.

§ 12. Der Anlaufvorgang.

Das zeitliche Anwachsen der Amplitude vom Moment des Anstoßens bis zur Einstellung des stationären Zustandes, der Anlaufvor-

1) Das gilt unter der Voraussetzung sehr kleinen Durchgriffes. Bei größerem Durchgriff erhebt sich die Schwingkennlinie schon bei kleineren $\mathfrak{E}_g$-Werten von der Abszissenachse.

Digitized by Google

gang, kann mit Hilfe der Schwingkennlinien ohne Schwierigkeit quantitativ verfolgt werden.

$\mathfrak{J}_a = |\mathfrak{J}_a| \, e^{(+\delta + j\omega)t}$ stellt eine anklingende Schwingung dar. $+\delta$ ist ein geeignetes Maß für die Aufschaukelgeschwindigkeit. δ wird bei Beginn der Schwingungen groß sein. Mit zunehmender Amplitude nimmt es ab. Es wird Null, wenn die stationäre Amplitude erreicht ist. Gelingt es, den Zusammenhang zwischen δ und $\mathfrak{J}_L$ aufzustellen, so beherrschen wir den Anlaufvorgang mit den Formeln

$$\frac{\partial \ln \mathfrak{J}_L}{\partial t} = \delta = \delta(\mathfrak{J}_L) \qquad t = \int_0^{\mathfrak{J}_L} \frac{d\,\mathfrak{J}_L}{\mathfrak{J}_L\,\delta(\mathfrak{J}_L)} = f(\mathfrak{J}_L) \qquad \mathfrak{J}_L = g(t)$$

Beim Aufschaukeln der Schwingungen nimmt der Arbeitskreis mehr Leistung auf, als im stationären Zustand. Bei ungedämpften Schwingungen braucht die Röhre nur so viel Leistung nachzuliefern, als im Dämpfungswiderstand des Arbeitskreises in Wärme umgesetzt wird:

$$N_a = N'$$

Beim Aufschaukeln tritt noch die Erhöhung der Schwingungsenergie A hinzu

$$N_a = N' + \frac{d\,A}{d\,t} \qquad A = \frac{L\,\mathfrak{J}_L^2}{2} + \frac{C\,Q^2}{2}$$

Die größere Leistungsaufnahmefähigkeit des Arbeitskreises bei anklingenden Schwingungen äußert sich dadurch, daß der Arbeitskreis dem Anodenstrom einen kleineren Widerstand entgegensetzt. Dieser Widerstand $\mathfrak{R}$ berechnet sich für einen aus L, C und R bestehenden Arbeitskreis für einen anklingenden Wechselstrom

$$\mathfrak{J}_a = |\mathfrak{J}_a| \, e^{(+\delta + j\omega)t}$$

zu

$$\mathfrak{R} = \frac{(j\omega + \delta)L \cdot \left(\dfrac{1}{(j\omega + \delta)C} + R\right)}{(j\omega + \delta)L + R + \dfrac{1}{(j\omega + \delta)C}}$$

Setzt man $\omega = 1/\sqrt{L\,C}$ und vernachlässigt man δ neben ω, R neben ωL, erhält man

$$\mathfrak{R} = \frac{L/C}{\delta \cdot L + R + \dfrac{\delta}{\omega^2 C}} = \frac{1}{2C(\delta + \delta_r)}$$

wobei $\delta_r = R/2L$.

Digitized by Google

Außer dieser Formel steht uns zur Aufstellung des Zusammenhanges zwischen δ und $\mathfrak{J}_L$ die Formel

$$\frac{\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{J}_L} = \frac{\mathfrak{R}}{(j\omega + \delta)L}$$

und das Schwingkennliniendiagramm zur Verfügung, aus dem die Beziehung zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{R}$ abzulesen ist. Zu diesem Zwecke kon-

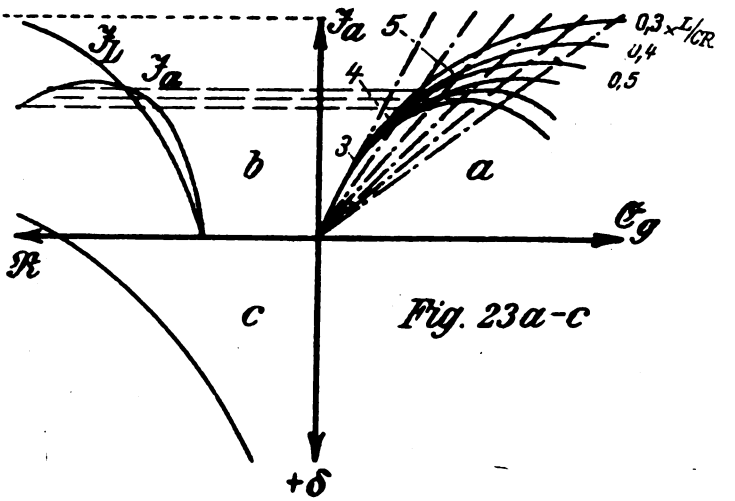


Fig. 23a-c

struiere man für verschiedene $\mathfrak{R}$ die Schnittpunkte 3, 4, 5 . . . der Rückkoppelungsgeraden mit den Steigungen

$$\operatorname{arccotg} \frac{L_{1g}}{C\mathfrak{R}_3}, \quad \operatorname{arccotg} \frac{L_{1g}}{C\mathfrak{R}_4} \cdots$$

mit den Schwingkennlinien mit dem Parameter

$$\mathfrak{R}_3 = 0{,}3\, L/CR \qquad \mathfrak{R}_4 = 0{,}4\, L/CR \cdots$$

Links neben dem Schwingkennliniendiagramm Fig. 23b ist die $\mathfrak{R} - J_a$- und $\mathfrak{R} - \mathfrak{J}_L$-Kurve konstruiert und darunter die Kurve

$$\mathfrak{R} = \frac{1}{2C(\delta + \delta_r)}; \qquad \delta = \frac{1}{2C\mathfrak{R}} - \delta_r$$

aufgetragen. Durch Abgreifen aus 23b und 23c ist schließlich der Zusammenhang zwischen δ und $\mathfrak{J}_L$ zu finden, er ist in Fig. 24 aufgezeichnet.

Die $\delta - \mathfrak{J}_L$-Kurve schneidet die Abszisse bei der Amplitude $\mathfrak{J}_{L\,st}$ der stationären Schwingung.

Digitized by Google

Die in Fig. 24 dargestellte Funktion $\delta(\mathfrak{J}_L)$ ist schließlich in das Integral

$$t = \int_0^{\mathfrak{J}_L} \frac{\mathfrak{J}_L \, d\,\mathfrak{J}_L}{\mathfrak{J}_L(\delta\mathfrak{J}_L)}$$

einzusetzen und das Integral auszuplanimetrieren. Damit ist der Anlaufvorgang quantitativ ermittelt.

§ 13. Der allgemeine Fall $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ sind nicht in Phase.

Die Überlegungen der vorigen Paragraphen haben zwar schon zur Genüge die vielseitige und einfache Verwendbarkeit der Schwingkennlinien zur Lösung von Fragen aus der Theorie der fremd- und selbsterregten Generatoren gezeigt. Wenn jetzt auch noch der komplizierte allgemeine Fall behandelt werden soll, bei dem $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_a$ und

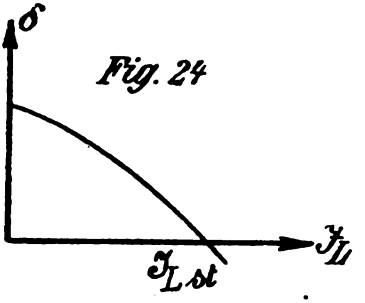


Fig. 24

$\mathfrak{J}_a$ nicht mehr in Phase, $\mathfrak{R}$ und die Rückkoppelung $\mathfrak{E}_g/\mathfrak{J}_a$ komplex sind, so geschieht dies, um zu zeigen, daß man nicht auf die Einführung der — praktisch allerdings stets gut erfüllten — Annahme $\omega = 1/\sqrt{L\,C}$ angewiesen ist, wenn man die Schwingkennlinienmethode anwenden will.

Wir werden sehen, daß im Gegenteil das mitgeteilte Verfahren besonders geeignet ist, Frequenzschwankungen, die durch Veränderung der Heizung oder Betriebsspannung bedingt sind, abzuschätzen.

Wir wollen von der einfachen Senderschaltung Fig. 25 ausgehen. Der Widerstand R sei nicht mehr neben ωL zu vernachlässigen. Die Phasenverschiebungen φ zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_a$ und ψ zwischen $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{E}_a$ sind nicht Null, die Frequenz verschieden von $1/\sqrt{L\,C}$, $\mathfrak{R}$ hat nicht den Wert $L/C\,R$, sondern ist von ω abhängig und komplex. φ, ψ, $\mathfrak{R}$ und $\mathfrak{J}_a$ müssen simultan ermittelt werden. Das Problem scheint auf den ersten Blick recht verwickelt, läßt sich aber ohne

Digitized by Google

prinzipielle Schwierigkeiten mit Hilfe der Schwingkennlinien lösen. Die Aufgabe soll hier nur bis zur Bestimmung der Frequenz verfolgt

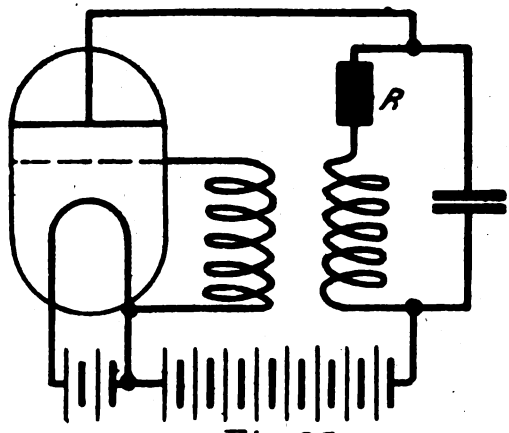


Fig. 25a

werden. Bei der Bestimmung der Amplituden bietet sich methodisch nichts Neues.

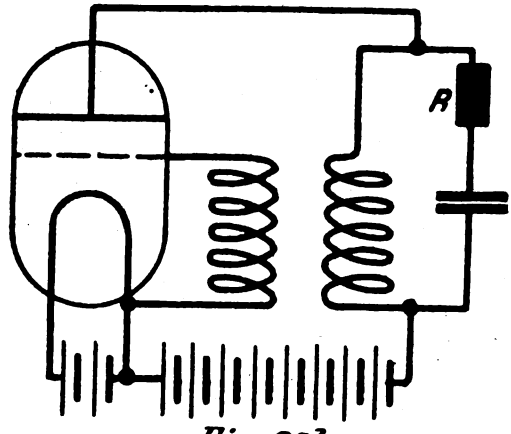


Fig. 25b

Zunächst werde aus den komplexen Werten von $\Re = \mathfrak{E}_a/\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_g/\mathfrak{E}_a$ für eine Reihe von ω die Größen $|\Re|$, $\frac{|\mathfrak{J}_a|}{|\mathfrak{E}_g|} = \operatorname{tg}\alpha$, φ und ψ be-

Digitized by Google

rechnet. Die Bedeutung der Phasenverschiebungen φ und ψ zeigen am anschaulichsten die Diagramme 14 und 15e. Da die Rechnung im Prinzip dieselbe ist, wie im § 9, seien gleich die Resultate in graphischer Darstellung angegeben. Fig. 26 ist für die Schaltung 25a, Fig. 27 für eine ähnliche Schaltung 25b gültig, die sich von Schaltung 25a nur dadurch unterscheidet, daß R im Kapazitätszweige des Arbeitskreises liegt.

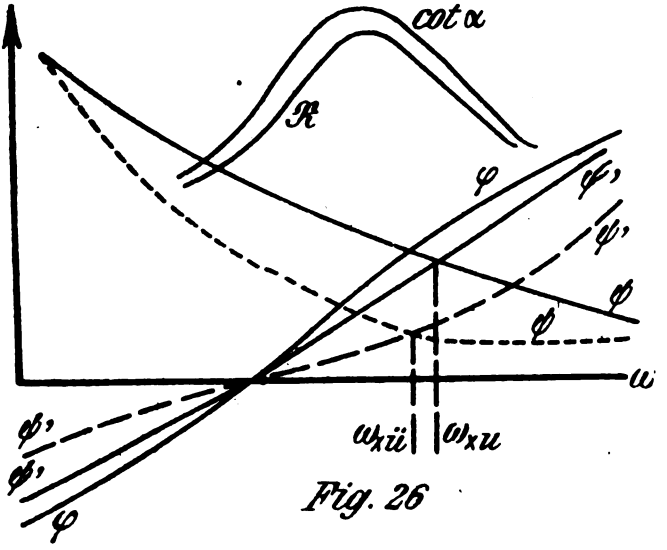


Fig. 26

Die Diagramme 26 und 27 sind qualitativ aufgezeichnet. Die Kurven ψ' sind aus den allgemeinen Schwingkennliniendiagrammen für die auf derselben Ordinate liegenden φ, $\Re$ und $\cot\alpha$ Werte abzugreifen. Die ausgezogene ψ-Kurve gilt für unterspannten Röhrenbetrieb (große Betriebsspannung, kleine Heizung, keine Einsattlung der $i_a - t$-Kurve, $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ fast gleichphasig) die strichpunktierte ψ'-Kurve für überspannten Betrieb (große Heizung).

Die Diagramme zeigen, daß bei Überspannung der Röhren (z. B. durch stärkere Heizung) im Falle der Fig. 25a die Frequenz steigt (Fig. 26). Liegt der Widerstand im Kapazitätszweig, bleibt die Frequenz ungeändert (Fig. 27).

Bei Rückkoppelungsspulen mit großer Selbstinduktion muß man allerdings noch den induktiven Spannungsabfall in der Rückkoppelungs-

Digitized by Google

spule berücksichtigen, den der Gitterstrom hervorruft. Dieser bewirkt ein Nacheilen der Gitterspannung, die ψ-Kurve nimmt den punktierten Verlauf. Eine Überspannung der Röhre ruft dann für beide Schaltungen eine Erniedrigung der Frequenz hervor.

Die Frequenzen sind aus der Lage der Schnittpunkte[1]) der ψ- und ψ'-Kurven zu entnehmen. Die Frequenzen für unterspannten

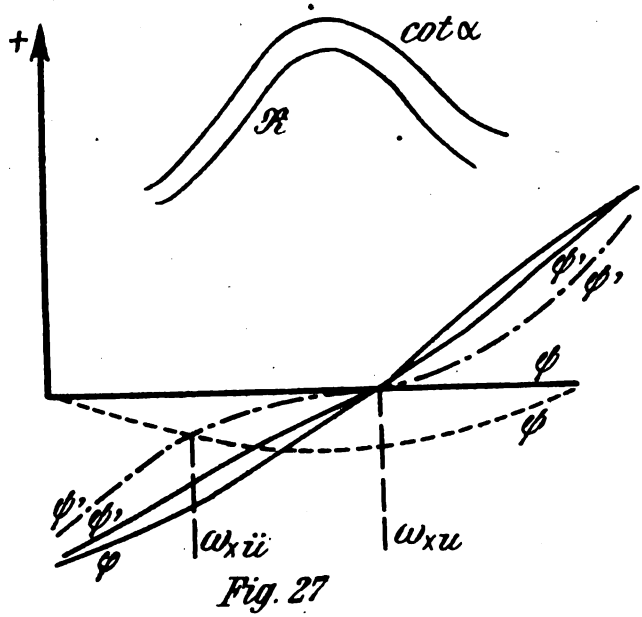


Fig. 27

Betrieb sind mit ω_{xu}, die für überspannten Betrieb (starke Heizung) mit $\omega_{x\ddot{u}}$ im Diagramm bezeichnet.

Bei stark gedämpften Schwingungskreisen können auch noch die durch unsymmetrische Oberwellen hervorgerufenen Phasenverschiebungen wesentlich werden.

§ 14. Abschätzung der Oberwellen.

Die einzige der anfänglich eingeführten Vereinfachungen, die beibehalten werden mußte, ist die Annahme, die Oberwellen von $\mathfrak{E}_a$ seien so klein, daß sie nur als Korrektionsglieder in Frage kommen. Um zu zeigen, daß diese Annahme bei praktischen Röhrengeneratoren stets

1) Der Schnittpunkt erfüllt die Phasenbilanz $\psi = \psi'$: Ursprüngliche Phase = erregte Phase.

Digitized by Google

erfüllt ist, sei ein Zahlenbeispiel durchgerechnet. Als Dekrement des Arbeitskreises sei $d/\pi = 0{,}1$ angenommen, ein absichtlich ungünstig hoch gewählter Wert. Die $i_a - t$-Kurve sei rechteckig.

i_a ist dann durch eine Fouriersche Reihe

$$i_a = J_{a0} + J_a \sin \omega t + J_{a3} \sin 3\omega t + J_{a5} \sin 5\omega t \cdots$$

darstellbar, wobei

$$J_{a0} = {}^1/_2 i_s; \quad J_a = \frac{2}{\pi} i_s; \quad J_{a3} = \frac{-2}{3\pi} i_s; \quad J_{a5} = \frac{+2}{5\pi} i_s \cdots$$

nach der Formel

$$J_{an} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} i_a \left(\frac{x}{\omega}\right) \sin n x \, d x \, (x = \omega t)$$

berechnet. Die geraden Oberwellen treten bei der speziellen rechteckigen Form nicht auf.[1])

Die Amplitude der Grundwelle des Arbeitskreises $\mathfrak{J}_L$ verhält sich zu $\mathfrak{J}_a$ wie

$$\mathfrak{J}_L / \mathfrak{J}_a = \frac{\pi}{d} = 10$$

für unser Beispiel.

Die Oberwellen verteilen sich auf die Zweige des Arbeitskreises im umgekehrten Verhältnis der Widerstände. Es durchfließt also von der Oberwelle 3ω den Selbstinduktionszweig ein Strom von der Größe

$$\mathfrak{J}_{L3} = \frac{1}{10} \mathfrak{J}_{a3} = \frac{1}{30} \mathfrak{J}_a = \frac{1}{300} \mathfrak{J}_L$$

Die Spannungsoberwellen sind durch Multiplikation mit ωL zu erhalten. Setzt man die Amplituden der Grundwelle gleich 1, erhält man folgende Verhältniszahlen:

Ordnung der Oberwelle	Amplitude von $\mathfrak{J}_L$	Amplitude von $\mathfrak{E}_a$
1	1	1
3	$^1/_{300}$	$^1/_{100}$
5	$^1/_{1800}$	$^1/_{260}$
7	$^1/_{3500}$	$^1/_{500}$

Die Tabelle zeigt: Selbst unter ungünstigen Verhältnissen sind die Oberwellen so klein, daß sie vernachlässigt werden können. Die eingeführte Annahme ist bei den Röhrengeneratoren der Praxis stets erfüllt.

1) Bei unsymmetrischen i_a-t-Kurven, wie man sie bei Phasenverschiebungen zwischen $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{E}_u$ normaler Weise erhält, treten alle Oberschwingungen auf.

Digitized by Google

Zusammenfassung.

Nachdem die Aufgaben einer Theorie des Röhrengenerators gestellt sind, wird der Grundgedanke der „Schwingkennlinienmethode" auseinandergesetzt § 1—3.

Dann wird zunächst der Röhrengenerator mit Fremderregung besprochen. Die Anodenstrom-Zeit-Kurve wird konstruiert, Leistung und Wirkungsgrad mit Hilfe der Schwingkennlinien als Funktion der Gitterwechselspannung und der elektrischen Größen des Arbeitskreises berechnet. Zunächst wurde die vereinfachende Annahme benutzt, der Arbeitskreis sei auf die Frequenz der Gitterspannung abgestimmt § 4. Dann der allgemeine Fall behandelt. § 5 und § 6.

Der Teil B enthält die Anwendung der Schwingkennlinienmethode auf den rückgekoppelten Sender.

Als Prinzipien zur Bestimmung der Amplitude und der Frequenz werden die Amplituden- oder Leistungsbilanz und die Phasenbilanz aufgestellt (§ 7).

Dann wird zunächst für den einfachsten Fall, daß $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ gleiche Phase haben, die Frequenz berechnet und ihre Stabilität bewiesen § 8, 9. Dann die Amplitude mit Hilfe der Schwingkennlinien konstruiert und ihre Stabilität diskutiert (§ 10), die Bedingungen für das Einsetzen und Erlöschen der Schwingungen aus der Schwingkennlinie abgelesen (§ 11) und schließlich der Anlaufvorgang unter Benutzung der Schwingkennlinien quantitativ konstruiert (§ 12).

Schließlich ist in § 13 der allgemeine Fall verschiedenphasiger $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ durch eine quantitative Konstruktionsmethode mit Hilfe der „allgemeinen Schwingkennlinien" behandelt.

Um die Berechtigung der Annahme kleiner Oberwellen darzutun, wurden in § 14 die Amplituden der Oberwellen der Anodenspannung für ein Zahlenbeispiel ausgerechnet.

Eilige Leser mögen die etwas komplizierteren §§ 5, 6 und 13 überspringen.

Zum Verständnis der übrigen Arbeit sind die Paragraphen nicht nötig, sie wurden in den Gedankengang eingefügt, um zu zeigen, daß die Schwingkennlinienmethode keineswegs auf den einfachen Fall der Phasengleichheit zwischen $\mathfrak{E}_a$, $\mathfrak{J}_a$, $\mathfrak{E}_g$ beschränkt ist, sondern daß gerade Fragen wie die nach der Abhängigkeit der Frequenz von der Heizung sehr gut mit Hilfe der Schwingkennlinien diskutiert werden können.

Digitized by Google

Über Kennlinienaufnahmen von Elektronenröhren.

Von **Robert Jaeger**, Berlin-Friedenau.

Allgemeines.

Über die theoretische Ableitung der Kennlinien von Elektronenröhren mit Gitter berichtet Herr Dr. H. G. Möller in einer besonderen Arbeit[1]). Hier sollen diejenigen Fragen kurz erörtert werden, die in der Praxis Bedeutung haben. Dabei werden hauptsächlich die Apparaturen und Methoden beschrieben, wie sie bei der Technischen Abteilung für Funkergerät (Tafunk) zur Anwendung gelangten.

Macht man die Voraussetzung, daß man es mit Kathodenröhren zu tun hat, die das bis jetzt höchst erreichbare Vakuum (Coolidge-Vakuum $< 10^{-5}$ mm) besitzen, so sind die einzigen Elektrizitätsträger in der Röhre die Glühelektronen, die von der heißen Kathode emittiert werden. Sie bewegen sich allein unter dem Einfluß des Anodenpotentials und Gitterpotentials und bestimmen auf diese Weise das physikalische Verhalten der Röhre.

Unter dieser Voraussetzung ist das Arbeiten der Röhre als Detektor (Audion), als Verstärker, als Schwingungserzeuger und als Schwingaudion (Ultraaudion) bestimmt durch die 4 Größen:

e_a = Anodenspannung
e_g = Gitterspannung
i_a = Anodenstrom
i_g = Gitterstrom.

Nimmt man, wie es gebräuchlich ist, e_a als Parameter, e_g als Abszisse, so erhält man zwei Kennlinienscharen:

1. Die Anodenkennlinienschar, mit i_a als Ordinate.
2. Die Gitterkennlinienschar, mit i_g als Ordinate.

Für manche Fragen theoretischer Art wie z. B. die Beurteilung der Emissionsfähigkeit des Fadens, ist der gesamte Emissionsstrom

$$i_e = i_a + i_g$$

von Interesse.

Man gelangt so zu der

3. Emissionskennlinienschar.

---

1) Vgl. auch H. G. Möller, „Die Elektronenröhre", Sammlung Vieweg. Tagesfragen aus den Gebieten der Naturw. und Technik (fernerhin mit l. c. bezeichnet).

Digitized by Google

Den allgemeinen Typus der drei Diagramme zeigt Fig. 1a—c. Wie man aus ihnen ersieht, ist für kleinere Schwingungsamplituden[1]) der Anodenstrom mit dem Emissionsstrom identisch, zumal wenn man die Kennlinie für die höheren Anodenspannungen aufnimmt; dadurch ist in den meisten Fällen die statische Untersuchung einer Röhre sehr vereinfacht. Erst bei größeren Schwingungsamplituden, die wesentlich

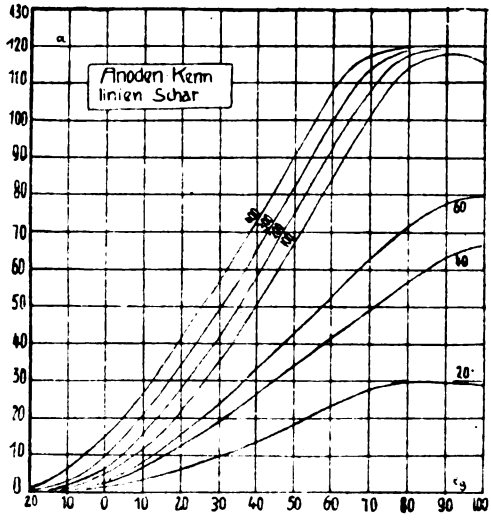


Fig. 1a.

über den oberen Knick der Anodenkennlinie hinausgehen, ist es notwendig, den Gitterstrom mit zu berücksichtigen, und auch dann nur bei Schwingungsröhren größeren Typs.

Sättigungsstrom.

Fig. 1c zeigt, daß die Emissionskennlinien von einer gewissen Gitterspannung an alle in die Horizontale einlaufen, die den Sättigungsstrom darstellt.

Für die Leistung der Röhre usw. ist es wichtig, daß 1. der Sättigungsstrom bereits bei möglichst geringen Spannungen erreicht wird, und 2. möglichst hoch liegt.

1) Man kann sich auch große Schwingungen denken, bei denen kein Gitterstrom fließt; das ist der Fall bei negativer Gittervorspannung. Ebenso sind bei positiver Gittervorspannung kleine Schwingungen möglich, bei denen ein größerer Gitterstrom fließt.

Digitized by Google

Die erste Bedingung wird durch große Steilheit der $i_a - e_g$-Kurve erfüllt. Das heißt:

$$s = (\partial i_a / \partial e_g)_{e_a}$$

muß möglichst groß werden. Man erreicht das durch langen Heizfaden und geringe Stromdichte. Gleichzeitig wird dadurch eine Herabsetzung derjenigen Gitterspannung herbeigeführt, bei der Sättigungs-

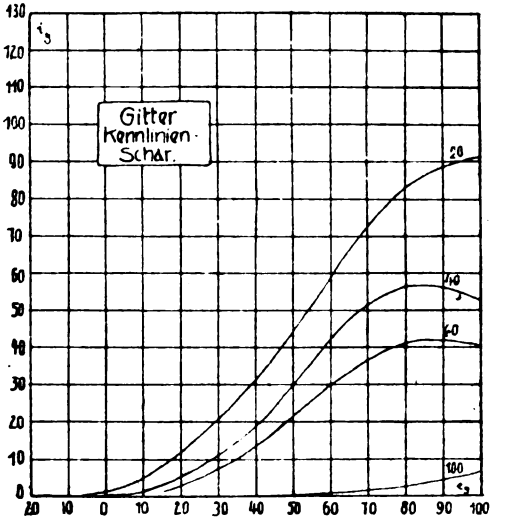


Fig. 1b.

strom erreicht wird. Aus diesem Grunde ergaben Versuchsröhren, deren Heizfaden wohl lang war, aber dicht aneinander hin und zurückgeführt wurde und oben einen Knick besaß (Fig. 2a), schlechtere Resultate als Röhren mit Heizfäden, die nach Fig. 2b verlegt waren.

Die 2. Bedingung ist an die Emissionsfähigkeit des Heizfadens gebunden, und da diese ihrerseits wieder durch die Richardsonsche Gleichung mit der Temperatur verknüpft ist, so wird man zu Fäden geführt, die, wie z. B. Wolfram, möglichst hohe Temperaturen aushalten (8000° C.)[1].

Eine Folge davon ist die überaus starke Abhängigkeit des Emissionsstroms von dem Heizstrom, so daß eine geringe Änderung des

1) M. v. Pirani, Verh. d. Deutschen Physikal. Gesellschaft, 14, 426—428, 1912.

Digitized by Google

Heizstroms große Änderungen des Emissionsstroms verursacht. Die Stromheizung ist also ungenau.

Damit ist Anlaß gegeben zur Besprechung zweier Umstände, die für die Leistung und Lebensdauer der Röhren von großer Wichtigkeit sind und deshalb auch bei der Aufnahme der Kennlinien berücksichtigt werden müssen.

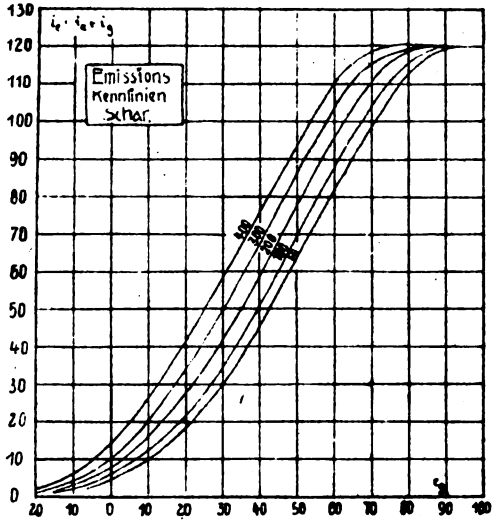


Fig. 1c.

Strom-Spannungs- und Emissionsstromheizung. Anlegen des Anodenkreises an die Kathode.

a) Stellt man mit dem Heizkreisamperemeter bei einer Anzahl von Röhren derselben Type den Heizstrom ein, so erhält man völlig verschiedene Sättigungsströme.

Damit verbunden ist im Gerät eine ganz verschiedene Leistung und Beanspruchung. Man muß sich also einer anderen Einstellung bedienen. Dabei ist zu bedenken, daß die Ursache der Erscheinung eine zweifache ist:

1. die trotz sorgfältiger Fabrikation noch ungleichmäßige Dicke der Heizfäden;

2. die ungenügend genaue Ablesung am Heizstrommesser. Wird doch bei einer Erhöhung des Heizstrom um 3 % der Sättigsstrom um 40 % vergrößert.

Digitized by Google

Für die Verstärkerröhren und das Audion, bei denen der erwähnte Umstand bei weitem nicht so sehr ins Gewicht fällt, hat man die Konstanz des Heizstroms durch die Nernstschen Eisenwiderstände gewährleistet.

Bei den Senderöhren dagegen hat man zwei verschiedene Methoden angewandt:

a) Die Spannungsheizung,

b) die Emissionsstromheizung.

Bei der Spannungsheizung mißt man die Spannung am Faden selbst. Sie beträgt bei den gebräuchlichen 10-Wattröhren etwa

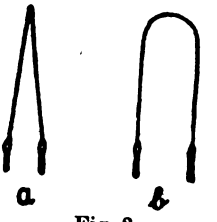


Fig. 2.

8—9 Volt. Durch diese Messung wird der Heizstrom im Verhältnis der Dicke des Fadens reguliert. Hält man den Heizstrom konstant und beobachtet die Heizspannung, so zeigt sich, daß letztere allmählich ansteigt. Der Grund liegt wohl in der allmählichen Erwärmung der Zuführungen des Glühdrahts und der damit verbundenen Erhöhung der Klemmspannung. Spannungsheizung schont also die Röhren.

Wenn die Röhren altern, d. h. wenn der Glühfaden dünner wird, steigt der Emissionsstrom bei Stromheizung, dagegen sinkt er bei Spannungsheizung.

Genauer aber ist die Methode der Emissionsstromheizung[1]). Sie benutzt gerade die unangenehm empfundene starke Abhängigkeit des Emissionsstroms vom Heizstrom zur genauen Einstellung desselben. Zu diesem Zweck wird Gitter und Anode verbunden und auf die normale Anodenspannung gebracht. So geht man sicher, den gesamten Emissionsstrom zu messen. Bei den funkentelegraphischen Geräten bewirkt ein einfacher Hebel die Abschaltung des Gitters vom Gitterkreis und seine Verbindung mit der Anode. An einem Milliamperemeter läßt sich der Sättigungsemissionsstrom einstellen. Bei den 10-Wattröhren war er auf 120 mA festgesetzt. Durch diese Maßnahme ist

1) Vgl. H. G. Möller, l. c.

Digitized by Google

stets dieselbe Leistung der Apparatur gewährleistet, auch wenn die Röhre gealtert und der Heizfaden dünner geworden ist. Bei Untersuchung einer neuen Röhrenart wurde bei einer Serie von etwa 20 Röhren der normale Heizstrom eingestellt und aus den dabei abgelesenen Sättigungsströmen das Mittel genommen. Nach diesem Mittel wurden dann umgekehrt die Heizströme korrigiert. Röhren des 10-Wattyps, die dann z. B. statt des normalen Heizstroms von 3,0 Ampere einen solchen von 2,9 oder 3,1 Ampere zeigten, wurden zurückgewiesen.

Als handliches Temperaturmaß hat man, ähnlich wie in der Glühlampenindustrie die Bezeichnung Watt pro Kerze, bei der Elektronenröhre den Ausdruck Sättigungsemissionsstrom pro Watt Heizleistung eingeführt.

Für den Praktiker ist es in vielen Fragen sehr angenehm, den Zusammenhang zwischen den verschiedenen charakteristischen Größen des Heizfadens einer Elektronenröhre rasch an Hand einer Tabelle oder Figur überblicken zu können. Im folgenden ist eine solche Übersicht für Elektronenröhren mit Wolframfaden in skalarer Darstellung mitgeteilt. Die Tafel wurde im Versuchslaboratorium für Funkentelegraphie der Reichsmarine in Kiel ausgearbeitet und von Herrn Prof. v. Pirani in liebenswürdiger Weise zur Verfügung gestellt.

Zur Erläuterung der Tafel sei folgendes gesagt: Als Grundlage dienten die Messungen an den gebräuchlichen Wolframglühlampen[1]). Diese werden normalerweise mit 1,1 Watt pro Kerze (W/K) betrieben, wobei als Lichtstärke die mittlere horizontale Lichtstärke zugrunde gelegt ist. Dabei besitzt der Faden, wenn man die Konstante c_2 des Wienschen Gesetzes zu 14 300 ansetzt, eine absolute Temperatur von 2300 ° C. Die Abhängigkeit des normalen Heizstromes von der Dicke des Fadens, entsprechend der Formel $i = k \cdot \sqrt{d^3}$, ist in Fig. 3 wiedergegeben. Dieser Strom ist in der Tabelle mit 100 % bezeichnet. Die Messungen selbst wurden an Senderöhren der verschiedensten Größen mit Heizfäden von 0,10 bis 0,25 mm vorgenommen, doch läßt sich die Tabelle auch für andere Fadenstärken benutzen.

Watt pro Kerze	Milliampere pro Watt
1,10	1,6
0,85	4,0
0,70	8,0
0,55	15,0

1) M. v. Pirani, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. 12, 301, 1910. Derselbe, ibid. 14, 213, 1912.

Digitized by Google

Den Zusammenhang zwischen W/K und Sättigungsstrom pro Watt ($m\,A/W$) zeigt die nebenstehende Tabelle. 1,1 W/K entsprechen 1,6 $m\,A/W$. Diese Größe bildet den Ausgangspunkt für die Benutzung der Tafel, so daß ihr 100 % $m\,A$ Sättigungsstrom, 100 % Watt Heizleistung usw. zugeordnet sind. Bei einer bestimmten proz. Änderung einer der Größen läßt sich die der anderen leicht ablesen. Die allen sieben Reihen gemeinsam zugehörige Größe $m\,A/W$ ist zwecks besserer Ablesung jedesmal links herangeschrieben. Da die Lebensdauer der

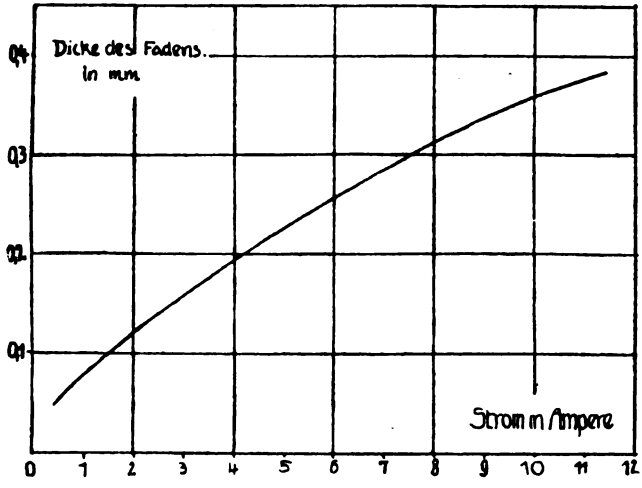


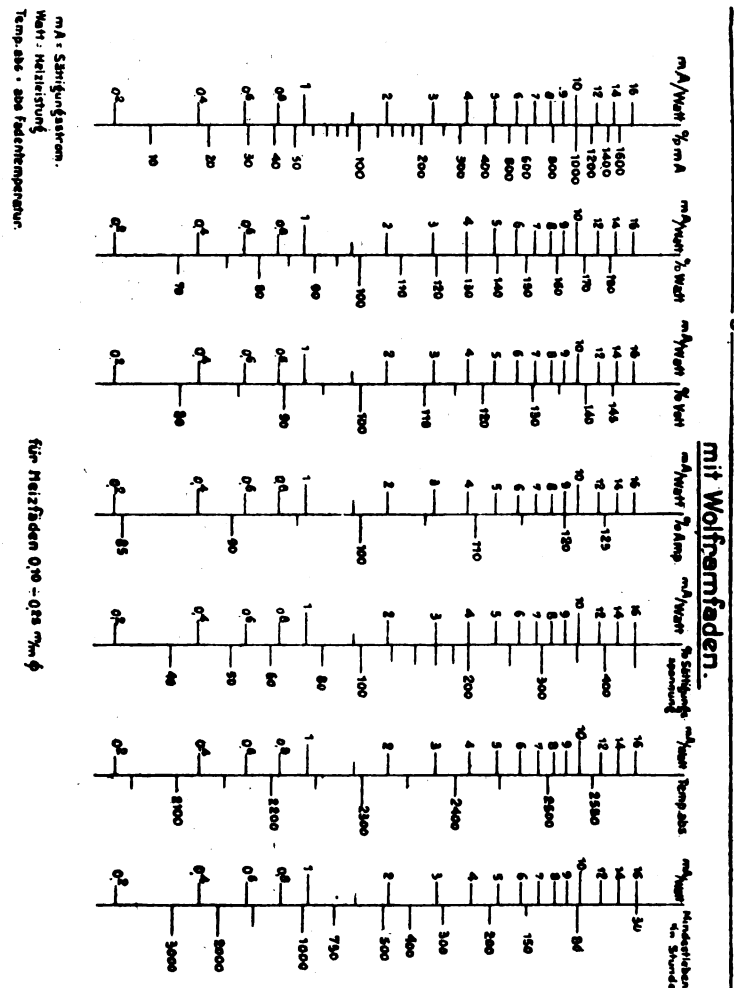
Fig. 3.

Senderöhren durch die verschiedensten oft unkontrollierbaren Einflüsse verändert wird, die teils in der Röhre selbst zu suchen sind, wie z. B. Fadenmaterial, Anordnung des Fadens (mechanische Resonanzschwingungen), teils aber auch in der Eigenart des Senders begründet sein können, so sind die in der letzten Skala angegebenen Zahlen lediglich als rohe Annäherungen bzw. Größenordnungszahlen zu betrachten. Nach den neueren Erfahrungen sind die Mindestlebensdauern bei 1,6 $m\,A/W$ etwa doppelt so hoch als die in der Skala angegebenen.

Ein Punkt, auf den Mühlbrett aufmerksam machte und der besonders für die Lebensdauer der Röhre von Wichtigkeit ist, ist die Anschaltung des Anodenkreises an die Kathode. Legt man den Anodenkreis an das negative Ende des Fadens, so addiert sich Heizstrom und Emissionstrom. Dieser Übelstand wird noch dadurch vergrößert, daß der Heizfaden am negativen Ende heißer ist als am positiven.

Digitized by Google

Wenn aber der Faden heißer wird, so steigt die Fadenspannung und der Ausschlag des Heizinstruments sinkt, falls es im entsprechenden Zweig liegt (s. weiter unten). Wie man leicht sieht, kann diese



Schaltung zu einem Durchbrennen der Röhre führen. Da der Faden heißer wird, steigt der Emissionstrom, was wieder zu einer Temperaturerhöhung des Heizfadens führt, und so fort. Aus diesem Grunde ist bei Gleichstromheizung der Anodenkreis an das positive Ende des Fadens zu legen. Selbstverständlich ist auch bei den im folgenden beschriebenen Apparaturen auf diese Schaltung zu achten.

Im Anschluß daran ist noch darauf hinzuweisen, daß der zu einem vorgeschriebenen Emissionsstrom i_{e_s} zugehörige Heizstrom erst dann genau definiert ist, wenn man angibt, ob derselbe für eingeschalteten oder ausgeschalteten Emissionsstrom gilt, und man außerdem die Lage des Heizstromamperemeters berücksichtigt. Da die Frage für die Praxis Interesse hat, sind hier vier Fälle etwas eingehender besprochen (siehe Fig. 4 a—d). Sie unterscheiden sich durch die Richtung des Heizstroms sowie durch die Lage des Amperemeters. Je nachdem erhält man beim Aus- bzw. Einschalten des Emissionsstroms verschiedene Änderungen des Amperemeterausschlages.

a) In allen Fällen gelten die Bezeichnungen der Figur. Der Index 0 bezeichne den Ausschlag des Instruments ohne Emissionsstrom, der Index ε denjenigen bei eingeschaltetem Emissionsstrom. Dann ist:

$$i_0 = \frac{e_1}{r + r_1}$$

$$(i_1)_\varepsilon = \frac{e_1 (r + r_2) + e_2 r}{r r_1 + r r_2 + r_1 r_2} \cong \frac{e_1 r_2 + e_2 r}{r_2 (r + r_1)}$$

$$(i_1)_0 - (i_1)_\varepsilon = - \frac{r \{e_2 (r + r_1) + e_1 r\}}{(r + r_1)(r r_1 + r r_2 + r_1 r_2)}$$

d. h. beim Ausschalten des Emissionsstroms sinkt das Amperemeter. Für ein Beispiel aus der Praxis ergeben sich daraus ungefähr folgende Werte: wenn

$$e_1 = 12 \text{ V.} \qquad e_2 = 400 \text{ V.}$$
$$r_1 = 1{,}5\ \Omega \qquad r_2 = 2000\ \Omega \qquad r = 4{,}5\ \Omega$$

gesetzt wird, so wird

$$(i_1)_0 = 2{,}0 \text{ Ampere} \qquad (i_1)_\varepsilon = 2{,}15 \text{ Ampere}$$
$$(i_1)_0 - (i_1)_\varepsilon = - 0{,}15 \text{ Ampere}$$

b) Ist die Heizspannung entgegengesetzt geschaltet, so erhält man den Ausdruck:

$$(i_1)_\varepsilon = \frac{e_1 (r + r_2) - e_2 r}{r r_1 + r r_2 + r_1 r_2} \cong \frac{e_1 r_2 - e_2 r}{r_2 (r + r_1)}$$

und weiter:

Digitized by Google

$$(i_1)_0 - (i_1)_\varepsilon = \frac{r\{e_2(r+r_1) - e_1 r\}}{(r+r_1)(r r_1 + r r_2 + r_1 r_2)}$$

bei dem erwähnten Beispiel also

$$(i_1)_\varepsilon = 1{,}85 \text{ Ampere} \qquad (i_1)_0 - (i_1)_\varepsilon = 0{,}15 \text{ Ampere}$$

d. h. numerisch den gleichen, aber entgegengesetzten. Beim Ausschalten steigt das Amperemeter. Weiter ergibt sich aus den Formeln unter a) und b), daß die Veränderung des Amperemeterausschlages um so größer ist, je höher der Widerstand des Heizkreises sich bemißt. Beim Ausschalten des Emissionsstroms wird im Falle a) der Faden im Mittel eine höhere Temperatur erhalten, da das negative Ende heißer, das positive Ende kälter wird. Bei b) ist es umgekehrt.

Liegt das Heizstromamperemeter in dem von beiden Strömen gemeinsam durchflossenen Zweig, so ergeben sich die beiden durch die Fig. 4c und d dargestellten Fälle.

c) Ist die Heizspannung wie im Falle a) geschaltet, so ergibt sich

$$(i)_\varepsilon = \frac{e_1 r_2 - e_2 r_1}{r r_1 + r r_2 + r_1 r_2} \qquad (i_1)_0 - (i)_\varepsilon = \frac{r_1\{e_2(r+r_1) + e_1 r\}}{(r+r_1)(r r_1 + r r_2 + r_1 r_2)}$$

Die Differenz ist positiv, mithin steigt das Amperemeter beim Ausschalten des Emissionsstroms.

Für die numerischen Daten des Beispiels erhält man:

$$(i)_\varepsilon = 1{,}95 \text{ Amp.}, \quad (i)_0 - (i)_\varepsilon = 0{,}05 \text{ Amp.}$$

d) Ist die Heizspannung dagegen wie im Falle b) geschaltet, so wird der Ausdruck

$$(i)_\varepsilon = \frac{e_1 r_2 + e_2 r_1}{r r_1 + r r_2 + r_1 r_2} \text{ und } (i)_0 - (i)_\varepsilon = -\frac{r_1\{e_2(r+r_1) - e_1 r\}}{(r+r_1)(r r_1 + r r_2 + r_1 r_2)}$$

wird negativ, das Amperemeter sinkt beim Ausschalten des Emissionsstroms. Die Größe der Änderung ist entgegengesetzt gleich derjenigen des vorigen Falles:

$$(i)_0 - (i)_\varepsilon = -0{,}05 \text{ Amp.}$$

In den Fällen c) und d) ist die Änderung des Ausschlages um so kleiner, je größer der Widerstand im Heizkreis ist.

Ferner sind die Differenzen um so höher, auf je höherer Temperatur sich der Heizfaden befindet. In der Praxis ist der Fall 4c zu wählen.

Ähnlich liegen die Verhältnisse bei Spannungsheizung.

Digitized by Google

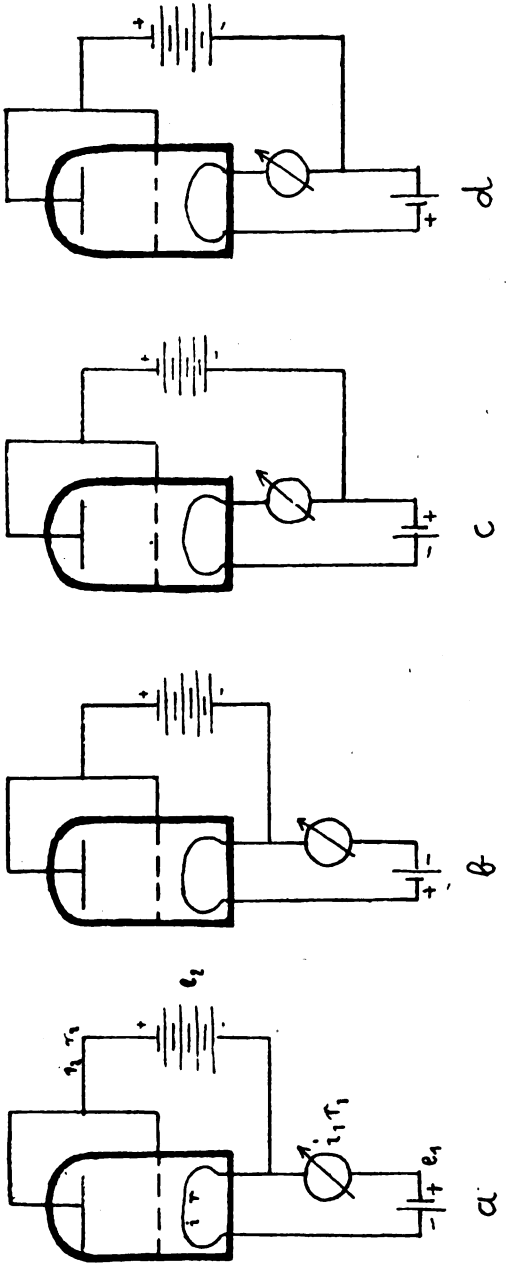


Fig. 4.

Digitized by Google

Apparaturen zur Aufnahme der Kennlinien.

Zur Aufnahme der Kennlinien wurden in der Hauptsache zwei verschiedene Apparaturen benutzt

a) für Verstärker und Schwingaudions (Überlagerer) die mit kleinen Strömen und Spannungen arbeiten:

b) für Senderröhren, die größere Ströme und Spannungen benötigen.

a) Die Schaltung zeigt Fig. 5.

Bei den Verstärkerröhren genügte es, die Gitterspannung von — 6 bis + 6 Volt zu variieren. Dies konnte an einem Potentiometer kontinuierlich geschehen. Die Gitterspannung lag an einem Voltmeter mit doppelseitigem Ausschlag. Da die Gitterströme in diesem Gebiet zu vernachlässigen sind, ist dafür kein Instrument vorgesehen. Die Anodenspannung (110 Volt) konnte ebenfalls an einem Potentiometer abgegriffen werden.

b) In Fig. 6 ist die Schaltung wiedergegeben, aus der alles ersichtlich ist. *Sch* ist der Schalter zum Umschalten auf Sättigungsemissionsstrom. Für die verschiedenen Röhrentypen waren besondere Sockel vorgesehen, ebenso für die Beuteröhren. Im allgemeinen wurde die Gitterspannung von — 20 auf + 100 Volt, die Anodenspannung von 100 bis 400 Volt variiert, soweit es sich um Röhren von 10 Watt Leistung handelte.

Messung von Durchgriff und Steilheit.

Durchgriff und Steilheit sind allein von den Dimensionierungen der Röhre abhängig. (Vgl. H. G. Möller, l. c.) Firmen wie Siemens & Halske, A. E. G. und Telefunken ist es nun durch besonders feine Ausarbeitung ihrer Fabrikationsmethoden gelungen, Röhren derselben Type mit fast mathematisch genau gleichen Dimensionen herzustellen. Für diese sind dann die Kennlinienfelder stets dieselben. Es genügt, sie einmal aufzunehmen.

Anders ist es, wenn man verschiedene Typen vergleichen will. Doch auch dann ist es keineswegs nötig, das ganze Feld der Linien aufzunehmen, sondern es genügen meist die beiden Bestimmungsstücke Durchgriff D und Steilheit S.

Für Senderöhren ist außer der Kenntnis von D, S und i_{e_s} noch wichtig zu wissen, in welchem Verhältnis bei hohem e_g und niederem e_a sich i_e auf i_g und i_a verteilt. Dadurch, daß i_g auf Kosten von i_a wächst, entsteht die schädliche Einsattlung der i_a-t-Kurve.

Digitized by Google

Die Steilheit ist bereits weiter oben definiert worden. Man erhält sie, indem man für eine mittlere Anodenspannung, bei der 10-Wattröhre also etwa 300 Volt, die i_a-e_g-Kurve aufnimmt. Ihre Tangente,

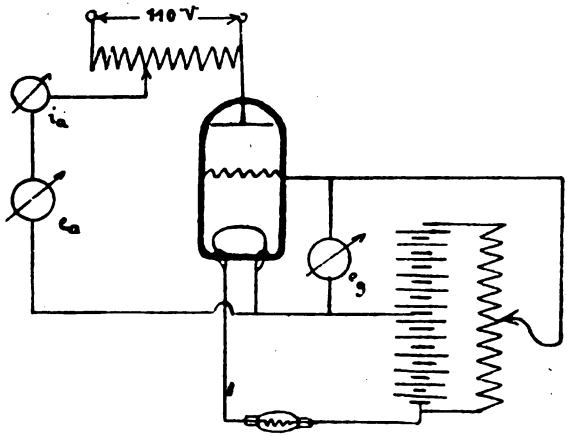


Fig. 5.

ausgedrückt in Ampere pro Volt, ist die Steilheit S. Bei Senderöhren gibt man die Maximalsteilheit an. Sie beträgt bei dem 10-Wattyp etwa $17 \cdot 10^{-4}$ Amp. Volt (s. Tabelle weiter unten). Vgl. Fig. 7.

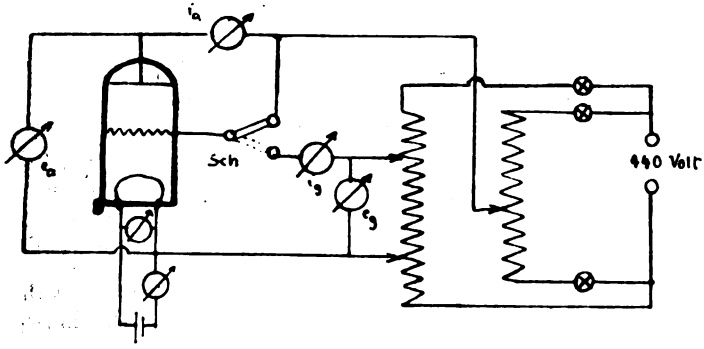


Fig. 6.

Für Verstärkerröhren ist die Maximalsteilheit völlig gleichgültig; dort ist vielmehr die Steilheit bei — 1 Volt Gitterspannung anzugeben, da die Röhre in diesem Gebiet arbeitet.

Digitized by Google

Der Durchgriff ist gegeben durch den Ausdruck

$$D = (\partial e_g / \partial e_a) i_a$$

Maßgebend ist für ihn neben anderen Dimensionierungsgrößen die Maschenweite des Gitters. Er wird am einfachsten so bestimmt, daß man die Anodenspannung sukzessive auf 400, 300, 200 und 100 Volt einreguliert und durch Variation der Gitterspannung denselben Anodenstrom einstellt, der im linearen Teil der Kennlinie liegen muß, also

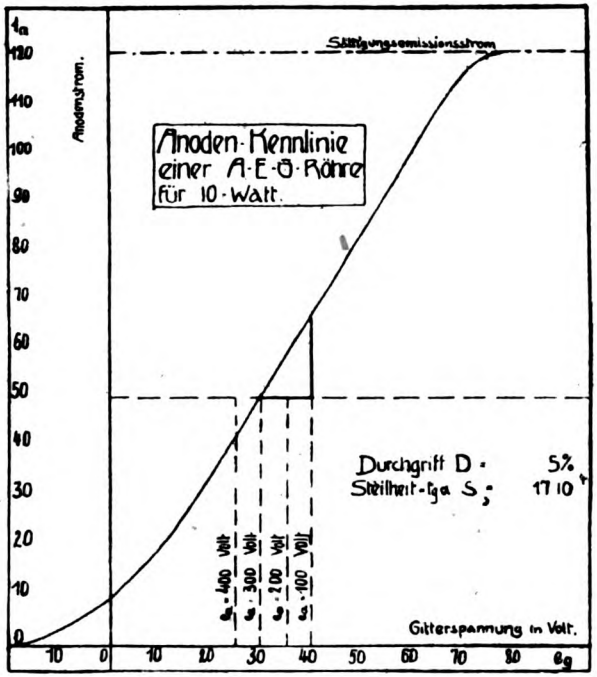


Fig. 7.

bei der 10-Wattröhre etwa 50 mA betragen kann. Die Differenzen der eingestellten Gitterspannungen geben dann den Durchgriff direkt in Prozenten (s. Fig. 7). Er beträgt bei dem hier erwähnten Beispiel 5 %. Bei kleineren Durchgriffen ist auf eine genaue Ablesung der Gitterspannung zu achten.

Unter 100 Volt Anodenspannung ist bei dem hier stets erwähnten Röhrentyp die Steilheit kleiner, der Durchgriff größer, da die Kennlinien flacher abfallen. Trägt man die e_a-e_g-Kurve auf (Parameter i_a), so erhält man folgendes Bild (Fig. 8):

Digitized by Google

Die Tangente dieser Kurve gibt in ihrem linearen Teil den Durchgriff. Bei kleinen Anodenspannungen biegt die Kurve um. Hervor-

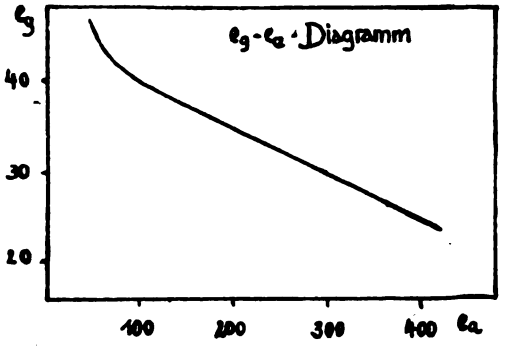


Fig. 8.

zuheben ist noch, daß der Durchgriff auch nur bei Röhren bestimmter Konstruktion in einem gewissen begrenzten Gebiet konstant ist. Die

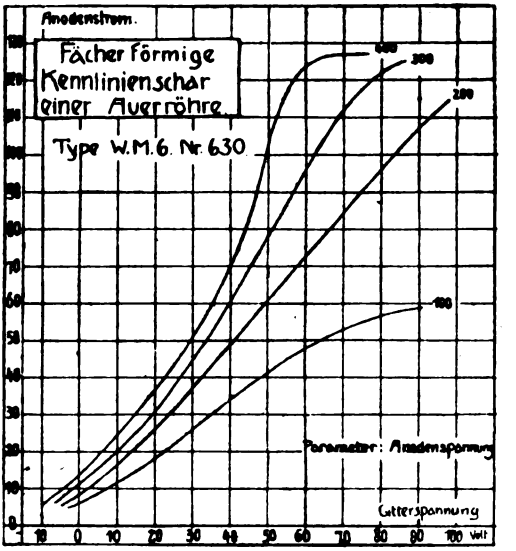


Fig. 9.

Röhren der Auer-Studiengesellschaft für elektrische Leuchtröhren (Dr. Skaupy) z. B., die ein gestricktes Wolframnetz als Anode be-

Digitized by Google

sitzen, zeigten in einer ihrer ersten Formen eine fächerförmige Kennlinienschar (Fig. 9).

Für manche Fragen, unter denen in erster Linie Wirkungsgrad und Einsatzsicherheit zu verstehen sind, hat noch der sog. Nullstrom eine Bedeutung. Er wird dargestellt durch dasjenige Stück, das die Kennlinienschar auf der Ordinate $e_g = 0$ abschneidet, ist also der Elektronenstrom, der fließt, wenn am Gitter das Potential Null, d. h. das Potential des negativen E des des Heizfadens liegt. Der Null-

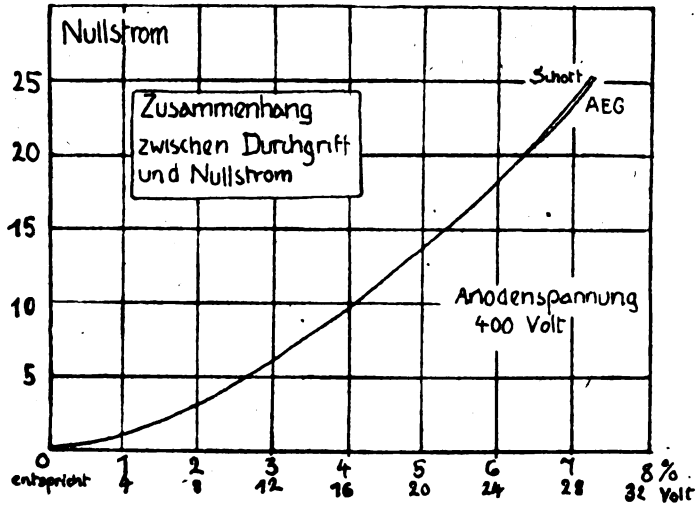


Fig. 10.

strom der 10-Watträhre soll etwa 10—15 $m\,A$ betragen. Allgemein ist er gegeben durch die Beziehung $i_{a_0} = F(e_{g_0} + D \cdot e_{a_0})$, wenn keine Gittervorspannung vorhanden ist:

$$i_{a_0} = F(D \cdot e_{a_0})$$

Ist die Kennlinie bekannt, so kann man den Zusammenhang zwischen Durchgriff und Nullstrom leicht zeichnen. Für eine Schottröhre und eine AEG-Röhre ist dies bei einer Anodenspannung von 400 Volt in Fig. 10 dargestellt.

Im folgenden ist eine Übersicht gegeben über Durchgriff und Steilheit einer größeren Anzahl Röhrentypen, die der Tafunk zur Verfügung standen.

Digitized by Google

Tabelle.

Röhrenart und Type	Durchgriff in %	Steilheit in Ampere pro Volt
Senderröhren:		
AEG	5,0	$18 \cdot 10^{-4}$
Auer-Studienges. f. elektrische Leuchtröhren (Molybdän-Netzanode)	2,4	$15 \cdot 10^{-4}$
do. Type W. M. 2 (Netzanode)	1,0	$17—20 \cdot 10^{-4}$
C. H. F. Müller-Hamburg	2,0	$18 \cdot 10^{-4}$
Schott u. Gen.-Jena, Type M. (Kupfer bzw. Eisen-Anode)	5,0	$18 \cdot 10^{-4}$
do. (Tantal-Anode)	6,0	$25 \cdot 10^{-4}$
Type K (für kleine Leistung)	5,0	$5 \cdot 10^{-4}$
Siemens & Halske	5,0	$18 \cdot 10^{-4}$
Verstärkerröhren:		
Auer (Studienges.)	6,0	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$
Deutsche Telephon-Werke (D. T. W.)	9,0	$1{,}8 \cdot 10^{-4}$
Französische Beuteröhre	15,0	$2{,}5 \cdot 10^{-4}$
Gundelach	6,0	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$
Dr. E. F. Huth	11,0	$2{,}6 \cdot 10^{-4}$
C. H. F. Müller-Hamburg	5,0	$8{,}6 \cdot 10^{-4}$
(R. I. W.) Seddig-Würzburg	10,0	$1{,}3 \cdot 10^{-4}$
Telefunken E. V. E. 173	10,0	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$
do. E. V. N. 171	15,0	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$
do. Type „O“	5,0	$1{,}5 \cdot 10^{-4}$
Überlagerer-Röhren:		
Auer (Studienges.)	5,0	$2{,}2 \cdot 10^{-4}$
Französische Beuteröhre:		
Mle 53, 4 Volts 251	2,8	$8{,}0 \cdot 10^{-4}$
„ 53, 4 „ 215	1,2	$8{,}0 \cdot 10^{-4}$
Telefunken Type R. E. 16 („Ü“)	10,0	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$

Diese Tabelle soll auf Vollständigkeit keinen Anspruch machen. Manche der hier erwähnten Typen befanden sich auch zur Zeit der Messung noch im Versuchsstadium. Es sind z. B. Röhren von Schott, Auer, Seddig usw. Doch gibt die Tabelle ein ungefähres Bild, welche Differenzen auftreten können und innerhalb welcher Grenzen sich die charakteristischen Daten der Elektronenröhre für die verschiedenen Anwendungsgebiete bewegen.

Anomaler Verlauf von Kennlinien.

Vergleicht man die Diagramme verschiedener Röhrentypen miteinander, so erkennt man, daß im allgemeinen Verlauf der Kennlinien ganz grundsätzliche Verschiedenheiten auftreten können, wobei immer

Digitized by Google

noch bestes Vakuum vorausgesetzt sei. L. a. ist bei guten Röhren der theoretische Verlauf der Kennlinie nach der Langmuirschen Formel

$$i_a = \frac{(e_g + D \cdot e_a)^{3/2}}{k}$$

beschränkt erfüllt. Kennlinien vom Charakter der Fig. 11 werden nach Rukop (Telefunken) als „flau" bezeichnet. Ebenso sind Kennlinien vom Typ der Fig. 12 charakteristisch für schlecht arbeitende Röhren. Die ideale Kurve ist jedesmal gestrichelt eingezeichnet.

Zu den anomalen Erscheinungen gehört auch die sog. Inselbildung, wenigstens in ihrer ausgeprägten Form. Der Name rührt her von

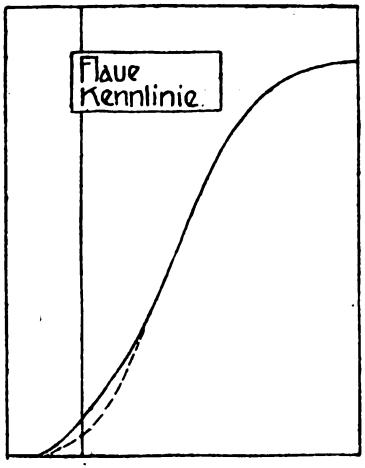


Fig. 11.

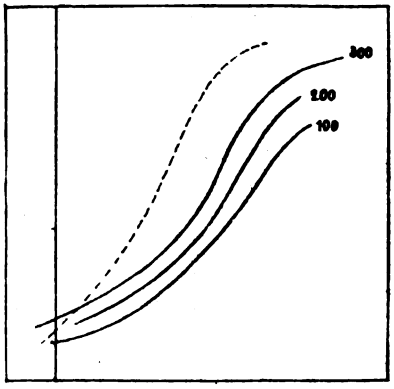


Fig. 12.

der bei der Aufnahme der Potentiallinien auftretenden Erscheinung. Ihre Ursache ist dadurch gegeben, daß bei negativem Gitterpotential die Teile des Glühfadens, die gewissermaßen von den Gitterdrähten beschattet werden, erst bei höheren Spannungen emittieren, als die übrigen Stellen. Man kann dann die Anodenkennlinie aus den beiden verschiedenen Ästen 1 und 2 zusammengesetzt denken (s. Fig. 13).

Einfluß von Gas.

Ganz anderes Verhalten offenbart sich, sobald irgendwelche Gasreste in der Röhre vorhanden sind oder durch die Erhitzung der Metallteile aus diesen austreten. Die Anwesenheit von Gas wird kenntlich

Digitized by Google

1. dadurch, daß man bei dem Auf- und Abwärtsschreiten auf der Anodenkennlinie nicht die gleichen Stromwerte mißt, sondern je nach dem Grade der Vergasung mehr oder minder verschlungene Hysteresesschleifen erhält;

2. dadurch, daß der Sättigungswert des Emissionsstroms allmählich absinkt. Der Grund hierfür ist noch nicht ganz aufgeklärt, doch ist

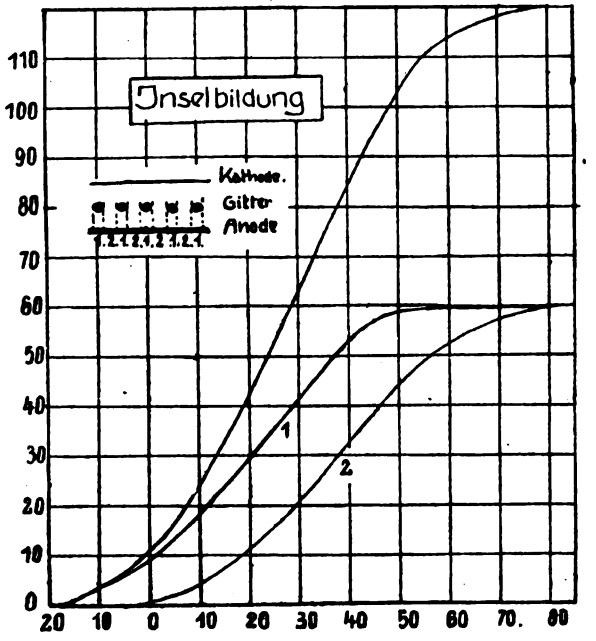


Fig. 13.

zu vermuten, daß hierbei Elektronenwolken eine Rolle spielen, oder vielleicht die Glühdrahtoberfläche durch chemische Reaktion mit den positiven Ionen angegriffen wird. Fig. 14 zeigt für eine Verstärkerröhre die besonders am Anfang starke Abhängigkeit des Sättigungsstromes vom Druck, und führt deutlich vor Augen, daß äußerstes Vakuum notwendig ist. Die wiedergegebene Kurve wurde für eine Auerröhre von Dr. Möller aufgenommen.

Die unter 2. beschriebene Erscheinung war bereits geeignet, in gewisser Weise eine Grenze für die zulässige Menge von positiven Ionen zu ziehen. Ein Absinken des Sättigungsstroms um 20 % wurde als höchst zulässiges Maß festgesetzt. Später wurde, wenn sich eine

Digitized by Google

der beiden Erscheinungen zeigte, der Gasgehalt auf exaktere Weise elektrisch gemessen (s. weiter unten).

Diejenigen Röhren, die mit einer Tantalanode versehen waren, hielten den Prüfungen auf Anwesenheit von Gasresten fast durchweg stand. Der Schmelzpunkt von Tantal liegt sehr hoch (bei 2800° C.[1]) und aus diesem Grunde kann Tantal bei Hochglut von den okkludierten Gasen befreit werden. Da Tantal aber äußerst teuer ist und wegen seiner Herkunft (Ural) knapp zu werden begann, mußte man sich nach anderen Metallen umsehen. Man nahm versuchsweise Kupfer oder Eisen, wobei es sich herausstellte, daß Röhren mit derartigen

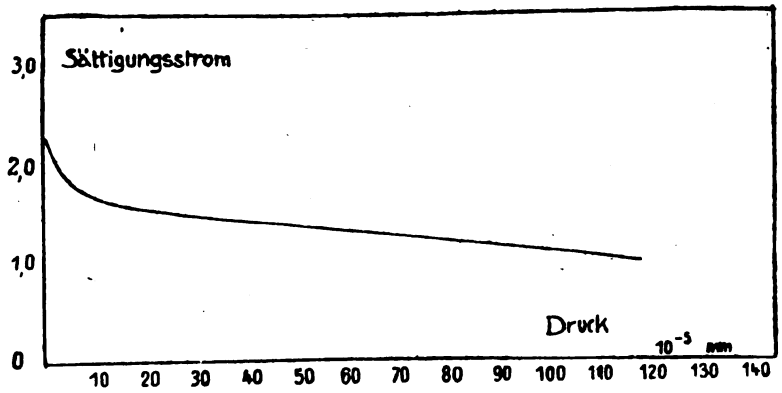


Fig. 14.

Anoden sehr schwer zu evakuieren waren. Die Fig. 15 u. 16 zeigen Hystereseschleifen, die mit solchen Röhren erhalten wurden. Das erste Diagramm rührt von einer Röhre her, die nur Spuren von Gas enthielt, das zweite von einer Röhre mit größeren Mengen von Gas. Der Firma Schott und Gen.-Jena gelang es jedoch nach mühevollen Versuchen, diese Metalle auch einwandfrei zu entgasen.

Von Nachteil sind die Gasreste insofern, als bei einer Erniedrigung des Sättigungsstroms die Leistung sinkt und die Hystereseschleifen, die sich auch auf die Arbeitskennlinien (s. H. G. Möller l. c.) übertragen, Trägheitserscheinungen im Gefolge haben.

Direkte Gefahr für die Röhre selbst tritt erst dann ein, wenn die Stoßionisation eine merkliche Rolle spielt. Die Anzahl der Elek-

1) Vgl. M. v. Pirani und Alfred R. Meyer, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. 13, 540—551, 1911.

Digitized by Google

tronen, die aus den zertrümmerten Gasionen stammen, wird so groß, daß der Anodenstrom rapide ansteigt und die Röhre durchbrennt, falls

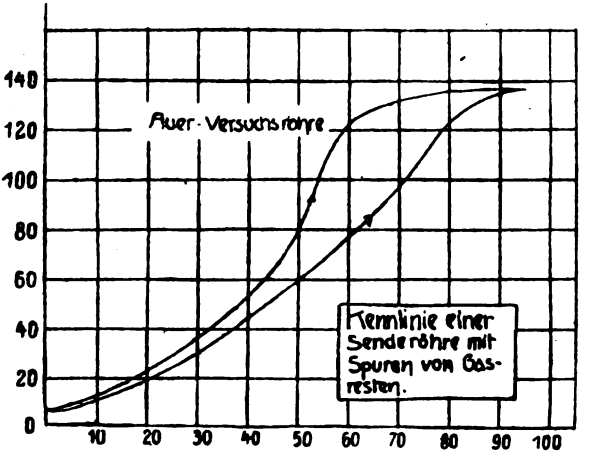


Fig. 15.

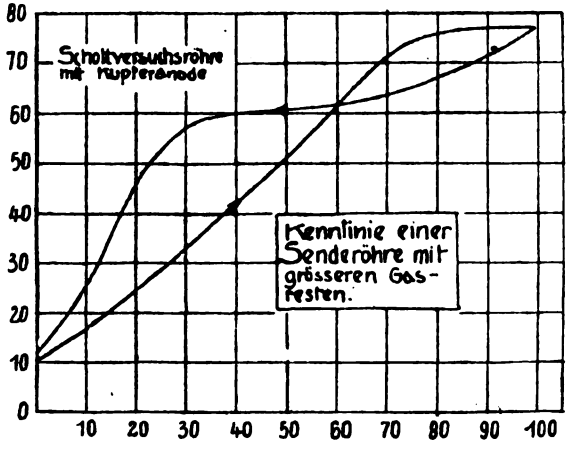


Fig. 16.

sie nicht genügend gesichert ist. In Fig. 17 ist ein solcher Fall skizziert. Beim Punkte P beginnt die Stoßionisation.

Die Betrachtungen über die Anwesenheit von Gas sind naturgemäß nur für die Senderröhren von Wichtigkeit, da dort durch die

Digitized by Google

Heftigkeit des Elektronenbombardements die Anodenbleche in Glut geraten. Insofern stellen die von der Studiengesellschaft für Leuchtröhren aus Wolframdraht gestrickten Anoden einen wesentlichen Fortschritt in verschiedener Hinsicht dar. Zunächst ist die Oberfläche größer, mithin die Abkühlung besser, ferner fallen die großen gashaltigen Metallmassen fort. Was aber schließlich an Gasresten noch austreten sollte, absorbieren die vergasenden Teilchen des Heizfadens, führen es auf ihrem Wege durch die Maschen der Anode mit sich und absorbieren es auf der Glaswand. Unter normalen Verhältnissen soll sich das Vakuum der Auerröhren im Laufe des Betriebs verbessern.

An unvorhergesehenen Vorfällen, die bei der Aufnahme der Kennlinien eintreten können, ist der innere Kurzschluß zu erwähnen. Vorwiegend wurde er beobachtet bei Röhren, deren Anoden sich in irgendeiner Weise nach dem Glase zu öffneten. An diesen Teilen der Glaswand waren dann meist die zerstäubten Teile des Fadens niedergeschlagen. In welcher Weise die Aufladungen des Glases hierbei in Frage kamen, wurde nicht entschieden.

Messung des Gasgehaltes von Röhren.

Da schon geringe Gasreste den Verlauf der Kennlinien wesentlich verändern können, ist es notwendig, den Gasgehalt in der bereits abgeschmolzenen Röhre messen zu können. Eine solche Messung kann nur auf elektrischem Wege erfolgen. Dr. H. G. Möller hat eine Methode hierfür angegeben. Es stellte sich später heraus, daß Telefunken ganz unabhängig davon eine ähnliche Methode ausgearbeitet hatte. Die theoretische Begründung des Möllerschen Gasmeßverfahrens läßt sich ungefähr folgendermaßen kurz darstellen:

Die Methode trennt die Ströme, die durch die zu untersuchende Röhre fließen, in einen ausschließlich aus Elektronen bestehenden sogenannten ionisierenden Strom, der mit dem sonstigen Anodenstrom i_a identifiziert werden kann, und einem durch Stoßionisation entstehenden Gasstrom. Vorausgesetzt wird, daß sich der Prozentsatz der ionisierenden Stöße, der nach einer Arbeit von Frank und Hertz etwa 20 % aller Stöße beträgt, mit dem Drucke nicht ändert. Bei höheren Drucken wird der Prozentsatz der ionisierenden Stöße kleiner als der angegebene Wert. Eine weitere Bedingung ist die, daß diejenige Spannung, die den Elektronen ihre Beschleunigung erteilt, groß ist gegen das Produkt: Ionisierungsspannung × Anzahl der Stöße eines Elektrons zwischen Gitter und Anode (für den Fall positiver Anode und negativen Gitters),

Digitized by Google

damit bei jedem Stoß das Elektron mindestens die Ionisierungsspannung wieder erreicht hat.

Die Anzahl der Stöße überhaupt ist proportional der Anzahl der Gasmoleküle (resp. dem Druck p), der Anzahl der ionisierenden Elektronen (bzw. i_a) und dem Ionisationsraum (bzw. Abstand d zwischen Gitter und Anode). Da nun bei negativ geladenem Gitter die weitaus größte Zahl der positiven Ionen auf das Gitter wandert, kann man

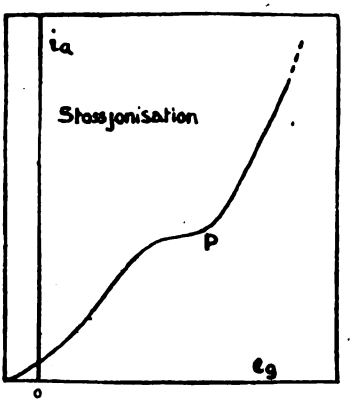


Fig. 17.

den im Gitterkreis fließenden Strom seinerseits wieder der Anzahl der Stöße proportional setzen.

Es ergibt sich demnach die Beziehung:

$$\frac{\partial N}{\partial t} \sim i_g \sim i_a \cdot p \cdot d = k \cdot i_a \cdot p \cdot d$$

wobei k eine Funktion von p ist,

$$k = f(p)$$

solange nicht die oben erwähnte Voraussetzung erfüllt ist, daß die Anodenspannung so hoch ist und die freie Weglänge so groß ist, daß dem Elektron ein genügend hohes Potential zur Verfügung steht, um ihm die zur Ionisation notwendige kinetische Energie zu verleihen. Man hat also zu setzen

$$i_g = f(p) \cdot p \cdot i_a \cdot d \qquad \frac{i_g}{i_a \cdot d} = p \cdot f(p)$$

$$p = F\frac{i_g}{i_a \cdot d} \sim K \cdot \frac{i_g}{i_a \cdot d}$$

Der Wert von K hängt von der chemischen Natur des Gases ab.

Digitized by Google

Es bleibt noch zu erwähnen, daß bei dem soeben besprochenen Fall die Anode dem Elektronenbombardement ausgesetzt ist, mithin diese besonders auf ihre Gasfreiheit geprüft wird. Macht man umgekehrt das Gitter positiv und die Anode negativ, so wird die Sauberkeit des Gitters geprüft.

Im ersten Falle genügt es, das Gitter 4 Volt negativ gegen die Kathode aufzuladen, um sicher zu sein, daß keine Elektronen mehr bis zum Gitter gelangen. Der innere Abstand von Anode und Gitter

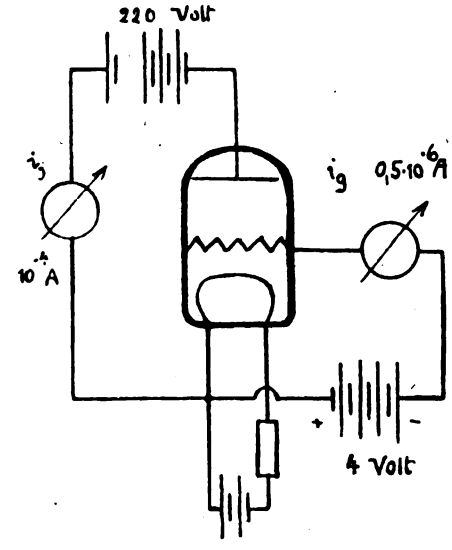


Fig. 18.

muß für die zu messende Röhre bekannt sein. Die Schaltskizze der Prüfapparatur ist in Fig. 18 wiedergegeben.

Im Anodenkreis liegt ein Milliamperemeter, auf dem einem Teilstrich $\cdot 10^{-4}$ $m\,A$ entsprechen, zur Messung des ionisierenden Stromes (i_j), im Gitterkreis zur Messung des Gasstroms (i_g) ein Nadirgalvanometer mit einer Empfindlichkeit von $0{,}5 \cdot 10^{-6}$ Ampere.

Die Eichkurve, nach der man aus den beiden gemessenen Stromwerten i_g und i_a sowie dem Ionisierungsraum d den Druck in Milli-

Digitized by Google

meter ablesen kann, zeigt Fig. 19. Die Kurve hat jedoch nur für eine gewisse Type Geltung, sowie auch für solche, die von dieser

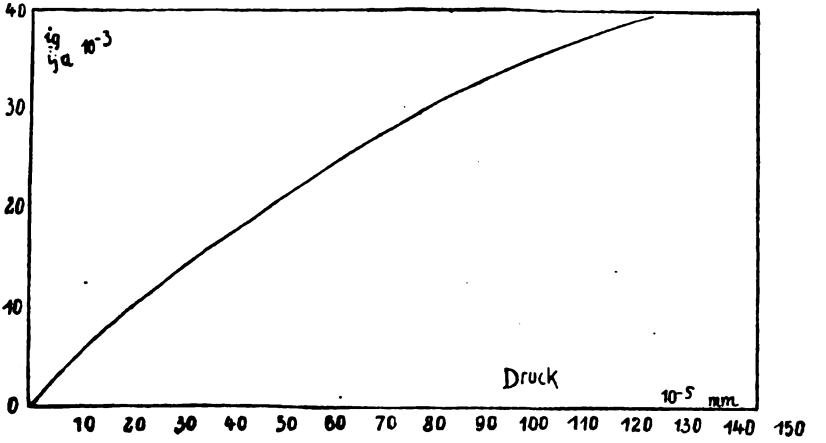


Fig. 19.

nicht allzusehr in den Dimensionierungen abweichen. Im folgenden sind einige Meßbeispiele tabellarisch zusammengestellt:

Nr.	Bez. d. Röure	i_g	i_j	$\frac{i_g}{i_j \cdot d}$ (d = 0,2 mm)	Druck in mm
1	E.V.E. 178 Nr. 42747	$8 \cdot 10^{-6}$	$97 \cdot 10^{-4}$	$4{,}12 \cdot 10^{-3}$	$7{,}5 \cdot 10^{-5}$
2	E.V.E. 178 „ 94654	$12{,}5 \cdot 10^{-6}$	$40 \cdot 10^{-4}$	$15{,}6 \cdot 10^{-3}$	$34 \cdot 10^{-5}$
3	E.V.E. 178 „ 46639	$17 \cdot 10^{-6}$	$134 \cdot 10^{-4}$	$6{,}35 \cdot 10^{-3}$	$12 \cdot 10^{-5}$

Digitized by Google

Über den Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen mit rechteckigem bzw. quadratischem Windungsquerschnitt. II. Spulen mit übereinander liegenden Windungen (Flachspulen).

Von **A. Esau.**

(Mitteilungen aus dem Laboratorium der Ges. für drahtlose Telegraphie [Telefunken], Berlin.)

Nachdem im ersten Teil dieser Untersuchung die Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten einlagiger Spulen mit nebeneinander liegenden Windungen ihre Erledigung gefunden hat, sollen im folgenden die Spulen mit übereinander liegenden Windungen, sogenannte Flachspulen, betrachtet werden. — Die Rechnung läßt sich hier in analoger Weise durchführen wie bei Spulen mit kreisförmigem Windungsquerschnitt, die in einer früheren Untersuchung[1]) behandelt worden sind.

Da der quadratische Querschnitt infolge der besseren Ausnutzung der Drahtlänge dem rechteckigen überlegen ist, so soll nur der erstere in Betracht gezogen werden.

Ableitung der Formel.

Die Spule, die wir uns wieder in einzelne Quadrate zerlegt denken, bestehe aus n Windungen, deren mittlere Seitenlänge mit a und deren Abstand voneinander (Ganghöhe) mit g bezeichnet werden soll. Der Durchmesser des Spulendrahtes sei wiederum gleich 2ϱ (s. Fig. 1).

Die Gesamtinduktion der Spule setzt sich zusammen aus der Summe der Selbst- und gegenseitigen Induktionskoeffizienten der einzelnen Windungen

$$L = \sum_1^n L_{nn} + \sum_1^n M_{nn} \tag{1}$$

Berechnung des Ausdruckes $\sum_1^n L_{nn}$.

Für den Selbstinduktionskoeffizienten eines Quadrates von der Seitenlänge a hatten wir im ersten Teil nach Ausführung der Rechenentwicklungen den sehr einfachen Ausdruck erhalten

$$L = 8a\left\{\ln\frac{a}{\varrho} - 0{,}524\right\}$$

1) Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1911, S. 212.

Digitized by Google

Um das Bildungsgesetz der einzelnen Koeffizienten von L_{nn} besser hervortreten zu lassen, soll der Ausdruck $\sum_1^n L_{nn}$ zunächst berechnet werden unter Bezugnahme auf die Seitenlänge a der innersten Windung. Diese Beschränkung wird später wieder aufgehoben werden.

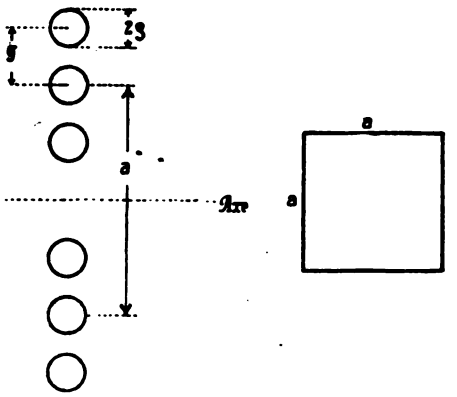


Fig. 1.

Nach Ausführung der angedeuteten Rechnung erhalten wir

$$\sum_1^n L_{nn} = 8a'\left\{n\left(\ln\frac{a'}{\varrho} - 0{,}524\right) + \frac{n(n-1)}{1\cdot 2}\frac{2g}{a'}\left(\ln\frac{a}{\varrho} - 0{,}524\right) + \frac{n(n-1)}{1\cdot 2}\frac{2g}{a'} + \left(\frac{\frac{1}{6}n(n+1)(2n+1)}{1\cdot 2} - n^2\right)\frac{(2g)^2}{a'^2}\right\}$$

An Stelle von a' führen wir jetzt die mittlere Seitenlänge a ein und zwar wird

$$a = a' + (n-1)g \quad \text{oder} \quad a' = a - (n-1)g$$

Nach Einsetzen dieses Wertes für a' in die obige Gleichung wird

$$\sum_1^n L_{nn} = 8a\left\{n\left(\ln\frac{a}{\varrho} - 0{,}524\right) + \frac{n(n^2-1)}{6}\frac{g^2}{a^2}\right\}$$

$$\sum_1^n M_{nn}.$$

Der gegenseitige Induktionskoeffizient M zweier in einer Ebene liegenden Quadrate mit den Seitenlängen a und $a + 2g$, deren Abstand g ist, läßt sich berechnen nach der Martensschen Formel[1]) und zwar wird

1) Martens, Annalen d. Phys. 1909, 29, S. 959.

Digitized by Google

$$M = 8\left\{g \ln \frac{g + \sqrt{g^2 + (a+g)^2}}{a+g} + (a+g) \ln \frac{(a+g) + \sqrt{g^2 + (a+g)^2}}{g}\right.$$
$$\left. - 2\sqrt{g^2 + (a+g)^2} + (a+2g)\left(\sqrt{2} - \ln(1+\sqrt{2})\right)\right\}$$

Wir entwickeln auch hier wieder die Wurzel und logarithmischen Ausdrücke nach Potenzen von $\frac{a}{g}$ und brechen die Reihen mit den quadratischen Gliedern ab.

Der gegenseitige Induktionskoeffizient läßt sich dann in der Form schreiben

$$M = 8a\left\{\ln \frac{a}{g} - r + \frac{g}{a}\left(\ln \frac{a}{g} + s\right) + t \cdot \frac{g^2}{a^2}\right\}$$

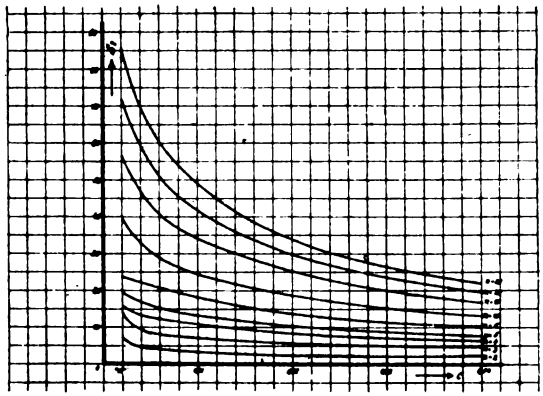


Fig. 2.

wo die zur Abkürzung eingeführten Größen r, s und t folgende Bedeutungen haben

$$r = 2 - \ln 2 - \left(\sqrt{2} - \ln(1+\sqrt{2})\right) = 0{,}774$$
$$s = 2\left(\sqrt{2} - \ln(1+\sqrt{2})\right) - 1 + \ln 2 = 0{,}759$$
$$t = 0{,}75$$

Für die Summe der gegenseitigen Induktionskoeffizienten der n Windungen ergibt die Rechnung den Ausdruck

Digitized by Google

$$\sum_1^n M_{nn} = 2 \times 8a \left\{ \begin{array}{l} (n-1)\left[\left(\ln\frac{a}{g} - r\right) + 1\cdot(-1+s+r)\frac{g}{a} \right. \\ \qquad \left. + 1^2\cdot t\cdot\frac{g^2}{a^2} - 1\cdot\frac{1}{2}\cdot\frac{g^2}{a^2}\right] \\ + (n-2)\left[\left(\ln\frac{a}{g} - r\right) + 2(-1+s+r)\frac{g}{a} \right. \\ \qquad \left. + 2^2\cdot t\cdot\frac{g^2}{a^2} - 2\cdot\frac{1}{2}\cdot\frac{g^2}{a^2}\right] \\ + (n-3)\left[\left(\ln\frac{a}{g} - r\right) + 3(-1+s+r)\frac{g}{a} \right. \\ \qquad \left. + 3^2\cdot t\cdot\frac{g^2}{a^2} - 3\cdot\frac{1}{2}\cdot\frac{g^2}{a^2}\right] \\ + \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \\ + \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \\ + \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \\ + 2\left[\ln\frac{a}{g} - r + (n-2)(-1+s+r)\frac{g}{a} \right. \\ \qquad \left. + (n-2)^2\cdot t\frac{g^2}{a^2} - (n-2)\cdot\frac{1}{2}\frac{g^2}{a^2}\right] \\ + 1\left[\left(\ln\frac{a}{(n-1)g} + r\right) + (n-1)(-1+s+r)\frac{g}{a} \right. \\ \qquad \left. + (n-1)^2\cdot t\cdot\frac{g^2}{a^2} - (n-1)\frac{1}{2}\frac{g^2}{a^2}\right] \\ - \ln[(n-1)!\,(n-2)!\ldots] \end{array} \right\}$$

$$= 2 \times 8a \left\{ \begin{array}{l} \left(\ln\frac{a}{g} - r\right)[(n-1) + (n-2) + \ldots + 2 + 1] \\ + (-1+s-r)\frac{g}{a}[(n-1)1 + (n-2)\cdot 2 + \ldots \\ \qquad + 2(n-2) + 1(n-1)] \\ + t\frac{g^2}{a^2}[(n-1)\cdot 1^2 + (n-2)\,2^2 + \ldots + 2(n-2)^2 \\ \qquad + 1(n-1)^2] \\ - \ln[(n-1)!\,(n-2)!\ldots] \end{array} \right\}$$

Nach Ausführung der Summation der Reihen erhalten wir den Ausdruck

$$\sum_1^n M_{nn} = 8a\left\{n(n-1)\left(\ln\frac{a}{g} - r\right) + \frac{n(n^2-1)}{3}(-1+s+r)\frac{g}{a} \right.$$
$$\left. + \frac{n^2(n^2-1)}{6}\cdot t\cdot\frac{g^2}{a^2} - A \quad - \frac{n(n^2-1)}{6}\frac{g^2}{a^2}\right\}$$

Digitized by Google

Die Größe $A = 2\ln[(n-1)!(n-2)!\ldots]$ ist allein von der Windungszahl abhängig.

Setzt man die gefundenen Werte für $\sum_1^n L_{nn}$ und $\sum_1^n M_{nn}$ in Gleichung (1) ein, so ergibt sich für die Gesamtinduktion der Spule der Ausdruck

$$L = 8a\left\{n\left(\ln\frac{a}{\varrho} - 0{,}524\right) + n(n-1)\left(\ln\frac{a}{g} - 0{,}774\right) + \frac{n(n^2-1)}{3}0{,}533\,\frac{g}{a} + \frac{n^2(n^2-1)}{6}\cdot 0{,}75\cdot\frac{g^2}{a^2} - A\right.$$

Umformung des Ausdruckes für L.

Mit dem obigen Ausdruck nehmen wir die gleiche Umformung vor wie mit dem für nebeneinander liegende Spulenwindungen gefundenen und schreiben

$$L = 8anS = 8an(S_1 + S_2)$$

wo zur Abkürzung

$$S_1 = \ln\frac{a}{\varrho} - 0{,}524$$

und

$$S_2 = (n-1)\left(\ln\frac{a}{g} - 0{,}774\right) + \frac{n^2-1}{3}\cdot 0{,}533\,\frac{g}{a} + \frac{n(n^2-1)}{6}\cdot 0{,}75\,\frac{g^2}{a^2} - \frac{A}{n}$$

gesetzt worden sind.

$$S_1 = f\left(\frac{a}{\varrho}\right).$$

Die Tabelle S_1 findet sich im ersten Teil der vorliegenden Untersuchung, desgleichen auch die Kurve für den Verlauf der Funktion $f\left(\frac{a}{\varrho}\right)$.

$$S_2 = f\left(\frac{a}{g},\ n\right).$$

Die folgende Tabelle enthält die berechneten Werte des S_2 für Windungszahlen $n = 2 - 25$ und eine Reihe von Werten $C = \frac{\text{Ganghöhe}}{\text{Seitenlänge}}\,\frac{g}{a}$ zwischen 0,002 und 0,04.

Digitized by Google

	$C = 0{,}002$	0,004	0,01	0,02	0,04
$n = 2$	5,44	4,76	3,90	3,18	2,49
3	10,48	9,05	7,21	5,85	4,49
4	15,09	13,02	10,23	8,24	6,23
5	19,50	16,76	13,10	10,38	7,71
6	23,74	20,29	15,73	12,35	9,06
7	27,79	25,68	18,20	14,15	10,26
8	31,71	26,91	20,54	16,83	11,34
9	35,51	30,02	22,75	17,89	12,31
10	39,20	33,04	24,88	18,90	13,19
11	42,79	35,94	26,89	20,26	13,99
12	46,30	38,78	28,83	21,58	14,76
13	49,72	41,51	30,68	22,79	15,46
14	53,06	44,17	32,45	23,95	16,10
15	56,32	46,76	34,17	25,08	16,78
16	59,54	49,30	35,85	26,15	17,42
17	62,69	51,67	37,43	27,11	17,89
18	65,76	54,18	39,02	28,10	18,33
19	68,80	56,54	40,49	29,02	19,03
20	71,78	58,87	41,93	29,89	19,39
21	74,72	61,12	43,32	30,70	19,95
22	77,60	63,34	44,65	31,50	20,44
23	80,46	65,53	46,06	32,32	20,97
24	83,22	67,62	47,26	33,03	21,44
25	85,96	69,71	48,51	33,73	21,91

Den Verlauf der Funktion $f\left(\frac{a}{g}, n\right)$ zeigt die Fig. 2.

Maximum der Selbstinduktion bei gegebener Drahtlänge.

Wie bei Flachspulen mit kreisförmigem Windungsquerschnitt tritt auch hier das Maximum des Selbstinduktionskoeffizienten ein für einen Wert $\frac{n\,g}{a} = \frac{\text{Wickelhöhe}}{\text{Seitenlänge}}$, der etwa bei 0,4 liegt.

Vergleich der Formeln für über- und nebeneinander liegende Windungen.

Berechnet man den Selbstinduktionskoeffizienten der Flachspule mit Lf, den der Spule mit nebeneinander die der Spule mit nebeneinander liegenden Windungen mit Le, und bildet man unter der Annahme gleicher Seitenlängen, Windungszahlen und Ganghöhen die Differenz ΔL der Selbstinduktionswerte beider Spulenarten, so erhält man den Ausdruck

$$\Delta L = Le - Lf = 1{,}245\, n\,(n^2 - 1)\, g \left\{1 - 0{,}849 \cdot n \cdot \frac{g}{a}\right\}$$

Diese Differenz ist stets positiv. d. h. die Spule mit nebeneinander

Digitized by Google

liegenden Windungen hat bei derselben Drahtlänge, Ganghöhe Windungszahl und der gleichen mittleren Seitenlänge eine größere Selbstinduktion als die Flachspule.

Der Ausdruck für ΔL zeigt ferner, daß ΔL abhängig ist von der Windungszahl n, der Ganghöhe g und der Seitenlänge a und zwar wächst der Unterschied mit der Windungszahl und Ganghöhe der Spule; er nimmt ab mit zunehmender Seitenlänge.

Die folgenden Tabellen enthalten die nach obiger Formel berechneten Differenzen ΔL und außerdem die prozentualen Abweichungen $\frac{\Delta L}{Le}$ der Differenz ΔL gegenüber dem Selbstinduktionswert Le der einlagigen Spule.

Tabelle 1.

$a = 10$ cm $\quad 2\varrho = 0{,}07$ cm $\quad g = 0{,}097$ cm

n	ΔL	Le	$\frac{\Delta L}{Le}$ %	
30	2450 cm	149 500 cm	1,60 %	$\left(\frac{g}{2\varrho} = 1{,}38\right)$
20	805 „	78 200 „	1,03 %	
10	110 „	24 600 „	0,45 %	

Tabelle 2.

$a = 30$ cm $\quad 2\varrho = 0{,}06$ cm $\quad g = 0{,}097$ cm

n	ΔL	Le	$\frac{\Delta L}{Le}$ %	
30	2990 cm	665 100 cm	0,45 %	$\left(\frac{g}{2\varrho} = 1{,}61\right)$
20	910 „	336 900 „	0,27 %	
10	116 „	99 300 „	0,12 %	

Tabelle 3.

$a = 30$ cm $\quad 2\varrho = 0{,}06$ cm $\quad g = 0{,}18$

n	ΔL	Le	$\frac{\Delta L}{Le}$ %	
30	5120 cm	543 500 cm	0,94 %	$\left(\frac{g}{2\varrho} = 3{,}0\right)$
20	1605 „	279 100 „	0,58 %	
10	211 „	86 200 „	0,24 %	

Quadratischer und kreisförmiger Windungsquerschnitt.

Bei Spulen mit kreisförmigem Querschnitt habe ich seiner Zeit[1]) die Differenz ΔL ebenfalls berechnet und zwar ergab sich

$$\Delta L = 4\pi r \frac{g^2}{8r^2}\left\{\ln\left(\frac{8r}{g} - 2\right)\frac{n^2(n^2-1)}{6} - \frac{2}{3}B\right\}$$

Hierin bedeuteu $2r$ den Durchmesser der Windung, g die Ganghöhe und B einen Zahlenfaktor, der nur von der Windungszahl abhängt.

Digitized by Google

Der Vergleich dieses Ausdruckes mit dem soeben für den quadratischen Querschnitt abgeleiteten ergibt, daß in beiden Fällen die Art der Abhängigkeit des ΔL von Windungszahl, Ganghöhe und Querschnittsgröße die gleiche ist, daß aber der Einfluß dieser Faktoren beim quadratischen Querschnitt ein größerer ist.

Der Grund hierfür liegt darin, daß beim Kreis erst die quadratischen Glieder des Verhältnisses $\frac{\text{Ganghöhe}}{\text{Durchmesser}}$ von Einfluß sind, während beim Quadrat schon die ersten Potenzen in die Erscheinung treten.

Gültigkeitsbereich unserer Formel.

Das Abbrechen der Reihenentwicklungen bei den quadratischen Gliedern hat auch hier zur Folge, daß die Formel ihre strenge Gültigkeit verliert, sobald das Verhältnis $\frac{\text{Wickelhöhe}}{\text{Seitenlange}} = \frac{n \cdot g}{a}$ einen bestimmten Wert übersteigt, der, wie aus den folgenden Meßreihen hervorgeht, etwa bei 0,3 liegt.

Experimentelle Prüfung der Formel.

Die Messung des Selbstinduktionskoeffizienten erfolgte hier in der gleichen Weise wie bei den im ersten Teil behandelten Spulen.

Spule 1.

$a = 12{,}15$ cm $\quad 2\varrho = 0{,}06$ cm $\quad g = 0{,}1$ cm $\quad \frac{g}{2\varrho} = 1{,}7$

a	n	$L_{gem.}$	$L_{ber.}$	Abweichung in %	$\frac{ng}{a}$
12,15 cm	20	99 500 cm	99 150 cm	0,4	0,17
11,6 „	15	58 000 „	57 950 „	0,1	0,13
11,1 „	10	27 750 „	27 720 „	0,1	0,09

Spule 2.

$2\varrho = 0{,}06$ cm $\quad g = 0{,}5$ cm $\quad \frac{g}{2\varrho} = 8{,}3$

a	n	$L_{gem.}$	$L_{ber.}$	Abweichung in %	$\frac{ng}{a}$
19,4 cm	20	100 000 cm	98 000 cm	2	0,5
21,8 „	15	79 400 „	77 600 „	2,2	0,3
24,2 „	10	47 600 „	48 000 „	0,8	0,2

Digitized by Google

Spule 3.

$2\varrho = 0{,}06$ cm $\quad g = 1{,}0$ cm $\quad \frac{g}{2\varrho} = 16{,}7$

a	n	$L_{gem.}$	$L_{ber.}$	Abweichung in %	$\frac{n\,g}{a}$
38,3 cm	20	$1{,}85 \cdot 10^5$ cm	$1{,}95 \cdot 10^5$ cm	5	0,52
42,3 „	15	$1{,}57 \cdot 10^5$ „	$1{,}51 \cdot 10^5$ „	3,8	0,4
48,7 „	10	$9{,}85 \cdot 10^4$ „	$9{,}96 \cdot 10^4$ „	1,1	0,2

Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung ist als gut zu bezeichnen, solange das Verhältnis $\frac{\text{Wickelhöhe}}{\text{Seitenlänge}}$ den Wert 0,3 nicht übersteigt.

Wird dieses Verhältnis aber größer, so gilt unsere Formel nicht mehr streng, was aus den Meßresultaten der Spule 3 hervorgeht. Die Abrechnungen liegen hier außerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler, die mit 3 % anzusetzen sind.

Zusammenfassung.

1. Es wird eine Formel für den Selbstinduktionskoeffizienten von Flachspulen mit quadratischem Windungsquerschnittt aufgestellt.

2. Berechnete Tabellen und Kurven gestatten eine einfache und schnell ausführbare Bestimmung der Selbstinduktion solcher Spulen.

3. Für eine gegebene Drahtlänge liegt das Maximum des Selbstinduktionskoeffizienten bei einem Werte $\frac{\text{Wickelhöhe}}{\text{Seitenlänge}} \sim 0{,}4$.

4. Die Formel verliert ihre strenge Gültigkeit, sobald obiges Verhältnis den Wert 0,3 merklich übersteigt.

5. Die an Spulen verschiedener Dimensionen angestellten Messungen ergeben innerhalb des Gültigkeitsbereiches unserer Formel eine sehr gute Übereinstimmung zwischen berechneten und beobachteten Werten.

Digitized by Google

Technische Entwicklung der Röhrensender.

(Mitteilungen aus dem Laboratorium der Dr. Erich F. Huth-Gesellschaft für Funkentelegraphie m. b. H.)

Von Dr. Ing. **Ludwig Kühn.**

Der im Jahre 1914 unerwartet hereingebrochene Krieg hat für längere Zeit die wissenschaftlichen Errungenschaften deutscher Gelehrter und Ingenieure auf dem Gebiete der Glühkathodenapparate und die Ergebnisse emsiger Erfindertätigkeit in privaten und industriellen Laboratorien zurückgedrängt und brachgelegt, da die Bedürfnisse des Krieges damals natürlich einzig und allein auf ein schon völlig durchgebildetes, erprobtes System gerichtet sein konnten. Als ein solches kam zu jenen Zeiten einzig und allein der Funkensender in Betracht, während der Schwingungserzeuger mit Glühkathodenröhren noch zu unentwickelt und vor allem zu unerprobt war und überdies bei mehr oder weniger laienhafter Beurteilung manchen Grund zu weitgehender Skepsis gab. Die damals vorliegenden Ergebnisse wurden alsbald in einem anderen Lande und zwar in Amerika, aufgenommen und mit anerkennenswerter Geschwindigkeit und technischer Geschicklichkeit zu einer weitgehenden Vervollkommnung gebracht, so daß praktisch brauchbare Röhrensender zuerst von feindlicher Seite an die Front gebracht wurden. Schon der letzte Umstand allein hätte genügt, um in Deutschland die, wenn auch vielleicht nicht ganz abgebrochene, so doch stark eingeschränkte Tätigkeit auf diesem Gebiete wieder aufzunehmen und aus dem Glühkathodenschwingungserzeuger ein allen technischen Anforderungen gewachsenes System zur drahtlosen Nachrichtenübermittelung zu schaffen.

Heute ist der Vorsprung der Amerikaner längst völlig eingeholt und es ist trotz der schwierigen Kriegsverhältnisse deutschem Erfinder- und Arbeitsgeist gelungen, in der Entwicklung desjenigen Systems, dem ohne Zweifel die Zukunft der drahtlosen Telegraphie gehört, wieder mit anderen Ländern in gleichen Schritt zu kommen.

Daß es auch der Firma Dr. Erich F. Huth, die etwa Ende 1916 mit der Durchbildung von Röhrensendern begonnen hat, unter der technischen Leitung des Direktors Dr. Rottgardt gelungen ist, Röhrensender zu entwickeln und durchzubilden, von völlig technischer Vollkommenheit und anerkannter Gleichwertigkeit, mag aus folgenden Darlegungen erhellen.

Die von der Firma Dr. Erich F. Huth bei allen ihren Röhren-

Digitized by Google

sendern prinzipiell verwendete Schaltung zur Schwingungserzeugung (Fig. 1) ist dem Verfasser und der Firma unter Reichspatent Nr. 310152 geschützt. Das sogenannte Gitter der Röhre ist mit der Glühkathode lediglich über einen resonanzfähigen Kreis, ein sogenanntes Schwungrad verbunden. Die Energieübertragung von der Röhre auf die Antenne geschieht in der allgemein üblichen Weise über den Kopplungstransformator K. Während der Schalter S_1 die in der Antenne liegende Gesamtselbstinduktion und damit die Eigenwelle der Antenne

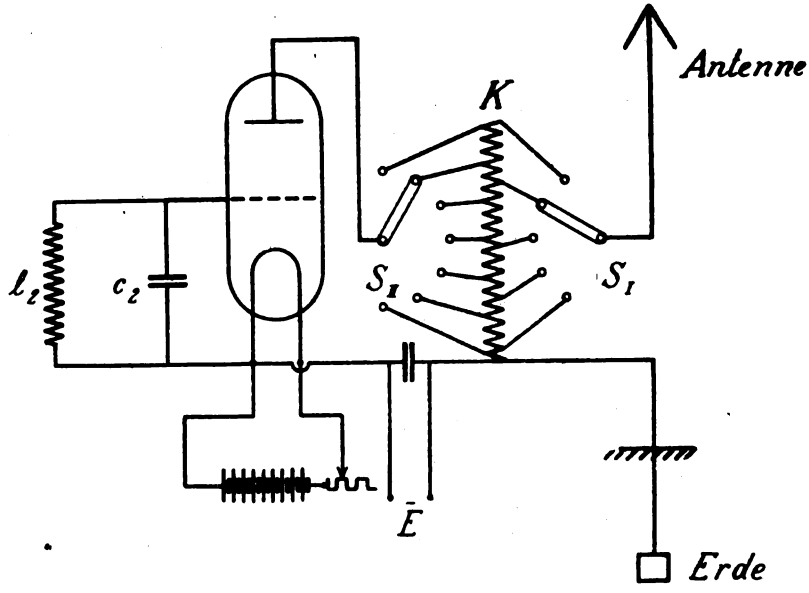


Fig. 1.

zu verändern gestattet, kann mit dem Schalter S_2 die Kopplung zwischen Röhre und Antenne und damit die an der Röhre liegende hochfrequente Wechselspannung variiert werden, die, wie bekannt, für jede Röhre einen Optimumswert besitzt. Eigenartig und abweichend von allen anderen bisher bekannt gewordenen Schaltungsvarianten ist bei dieser Schaltung die Art und Weise, wie mittels eines zwischen Gitter und Glühkathode liegenden Resonanzkreises die zur Selbststeuerung des Schwingungsvorganges nötige Gitterspannung geschaffen wird. Es würde weit über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen, auf die ziemlich komplizierten Schwingungsvorgänge bei dieser Schaltung präziser

Digitized by Google

einzugehen. Der Verfasser behält sich jedoch vor, später darüber ausführlich zu berichten. Es sei nur darauf hingewiesen, daß die zur Erzeugung der Gitterspannung nötige Energie durch die im Gitterkreis eintretende Stromresonanz aus der Röhre überhaupt an keiner Stelle abgeführt, sondern innerhalb der Röhre direkt dem Gitter mitgeteilt wird. Das aus l_2 c_2 bestehende Gitterschwungrad entnimmt aus der Röhre nur soviel Energie, als zur Deckung seiner eigenen Jouleschen Verluste nötig ist. Aus diesem Grunde kann auch vom präzis wissenschaftlichen Standpunkt aus von einer „Rückkopplung" nicht die Rede sein: denn der Begriff „Rückkopplung" setzt sowohl sprachlich, wie physikalisch einen Apparat voraus, bei dem ein Teil der schon nach außen hin abgegebenen Gesamtenergie abgespaltet und ihm wiederum an einer anderen Stelle zu seiner Erregung zugeführt wird. Der Unterschied zwischen dieser vom Verfasser angegebenen Schaltung und den als Rückkopplungsschaltungen zu bezeichnenden Methoden, bei welchen stets ein Teil der bereits abgegebenen Leistung entweder auf induktivem, transformatorischem oder kapazitivem Wege dem Gitter der Röhre wieder zurückgeführt wird, wird am besten durch folgenden Vergleich klar. Jede sogenannte „Rückkopplungsschaltung" kann mit einer normalen Nebenschluß-Gleichstrommaschine verglichen werden bei der ein gewisser, vom Anker über die Bürsten nach außen hin bereits abgegebener Leistungsbetrag wieder in die Maschine zur Erregung zurückgeführt wird. Die Schaltung nach Fig. 1 dagegen ist mit jener, jedem Elektrotechniker bekannten Gattung von Gleichstrommaschinen zu vergleichen, bei der von außen her überhaupt keine Energiezufuhr zur Erzeugung des Kraftfeldes nötig ist und bei der letzteres vom Anker unmittelbar erzeugt wird, indem durch geeignete Bürstenstellung das Ankerreaktionsfeld zugleich Kraftfeld wird.

Die Anwendung der Schaltung des Verfassers bringt eine ganze Reihe von Vorteilen mit sich, auf die hier kurz hingewiesen sei.

Da bei dieser Methode die Gitterspannung sich ganz von selbst bei Abstimmung des Antennenkreises auf den Gitterkreis auf ihren Optimumswert einstellt, ganz unabhängig, wie groß hierbei l_2 und c_2 im einzelnen sind, fällt hierbei auch die, eine rasche Welleneinstellung immerhin einigermaßen beeinträchtigende Bedingung für rückgekoppelte Sender weg, daß, um ein Leistungsmaximum zu erhalten, die Gitterkopplung auf einen ganz bestimmten, von der Welle und der Antennendämpfung abhängigen Wert eingestellt werden muß. Bei der Schaltung nach Fig. 1 braucht lediglich bei Wellenänderung die Selbstinduktion

Digitized by Google

l_2 oder, wo dieses praktischer erscheint, die Kapazität c_2 geändert werden. Da theorie- und erfahrungsgemäß der Sender stets dann ein Leistungsmaximum ergibt, wenn die Antenne auf den Gitterkreis abgestimmt ist (in welchem Falle der Sender praktisch fast genau mit der Eigenwelle des Gitterkreises schwingt), kann der Gitterkreis direkt in Wellenlängen geeicht werden; er spielt dann gleichzeitig die Rolle eines Wellenmessers.

In Fig. 2 ist das Verhalten eines Röhrensenders nach Schaltung der Fig. 1 graphisch dargestellt. Der Gitterkreis wurde hierbei auf eine Wellenlänge von 1055 m eingestellt und die Kapazität des

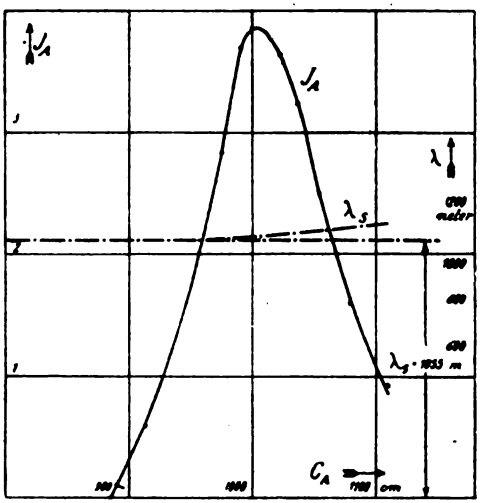


Fig. 2.

Antennenkreises zwischen etwa 900 und 1200 cm variiert. Der Maximumswert des Antennenstromes J_A tritt ein bei $C_A = 1050$ cm. Die Welle, mit der der Sender hierbei schwingt, ist $\lambda_S = 1070$ m. Im abgestimmten Zustand schwingt der Sender also mit einer Welle, die um 1,5% größer ist, als jene des Gitterkreises. Der Verlauf der sich bei variabler Antennenkapazität einstellenden Welle ist durch die Kurve λ_S dargestellt. Die Dämpfung der Antenne betrug hierbei 5 Ohm.

Die Bedienung eines Röhrensenders nach dieser Schaltung ist nach dem bisherigen die denkbar einfachste:

Digitized by Google

1. Der Gitterkreis wird auf die gewünschte Welle wellenmesserähnlich eingestellt.
2. Der Antennenkreis wird durch Veränderung der Antennenabstimmorgane auf den Gitterkreis abgestimmt. Völlige Abstimmung zwischen beiden ist daran zu erkennen, daß das Antennen-Hitzdrahtinstrument einen maximalen Ausschlag gibt.
3. Die Anodenkopplung (Schalter S_2) wird solange verändert, bis das nach 2 eingestellte Energiemaximum ein absolutes Maximum wird.

Schließlich ist noch hervorzuheben, daß bei der besprochenen Schaltung eine Rückwirkung der von der Röhre — infolge der Krümmung der charakteristischen Kurven — erzeugten Oberschwingungen auf das Gitter praktisch völlig ausgeschlossen ist. Das Gitter ist für alle Oberwellen des Anodenstromes sozusagen kurzgeschlossen. Eine Verstärkung der unumgänglichen Oberschwingungen im Anodenstrom tritt somit nicht ein, im Gegensatze zu einer Reihe anderer Schaltungen. Als klassisches Beispiel für letztere kann die sogenannte Spannungsteilerschaltung (D. R. P. Nr. 302465 der Firma Dr. Erich F. Huth) angeführt werden. Bei dieser liegt die induktive Gitterkopplung in einem Zweige des Arbeitskreises, der — solange die Antenne nicht verlängert und der sekundäre Selbstinduktionsbetrag des Kopplungstransformators klein ist — kapazitiven Charakter hat, von den Oberwellen also bevorzugt wird.

Die von der Firma Dr. Erich F. Huth auf den Vorschlag des Verfassers hin vielfach angewandte Schaltung des selbstschwingenden Audions ist in Fig. 8 dargestellt. Prinzipiell unterscheidet sich dieselbe von der Sendeschaltung nach Fig. 1 überhaupt nur dadurch, daß im Audionkreis ein von einem Kondensator überbrücktes Telephon liegt. Die zu empfangenden Schwingungen werden hierbei nicht wie üblich der Röhre zwischen Gitter und Kathode, sondern zwischen Anode und Kathode zugeführt. Der Gitterkreis kann hierbei ebenfalls in Wellenlängen geeicht werden, so daß man, um eine bestimmte Wellenlänge zu empfangen, nur den Gitterkreis auf diese Welle einzustellen und die Antenne dann auf den Gitterkreis abzustimmen hat.

Der Zweck des in Fig. 8 im Gitterkreis eingezeichneten, kleinen, variablen Kondensators c'_2, der parallel zum Hauptkondensator c_2 liegt, möge durch folgendes Rechenexempel erklärt werden:

Der zu empfangende Sender arbeite mit einer Welle von 600 m, d. h. mit einer Schwingungszahl von 500000. Bei völligem Synchronismus zwischen dieser und der lokalen Schwingung — in welchem

Digitized by Google

Falle im Telephon kein Ton entstehen kann, da $\sigma = 0$ — sei die Gitterkapazität des Audions c_0. Um nun einen Schwebungston von 1000 Perioden zu erzeugen — es ist dieses sowohl für das Ohr, als auch für praktische Telephone die günstigste Tonlage —, muß man das Audion mit 501000 oder mit 499000 Schwingungen arbeiten

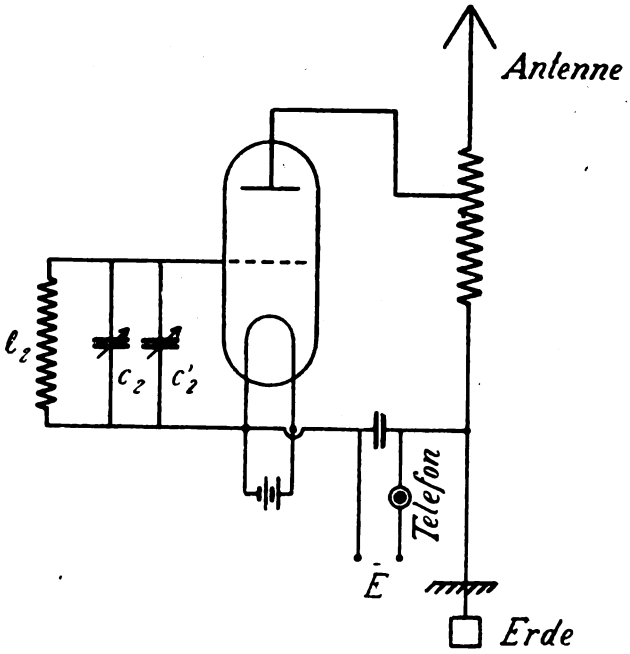


Fig. 3.

lassen, d. h. man muß den Gitterkondensator auf eine Kapazität einstellen, die sich aus der Thomsonschen Schwingungsformel einfach ergibt zu:

$$c_1 = c_0 \left[\frac{501}{510}\right]^2 = c_0 \cdot 1{,}004$$

respektive:

$$c_1 = c_0 \left[\frac{499}{500}\right]^2 = c_0 \cdot 0{,}996$$

Entspricht nun z. B. dem Werte von c_1 auf der Skala des verwendeten Kondensators eine Zeigerstellung von 100°, so müßte man, um den Ton 1000 zu erhalten, den Kondensator um 0,4° nach oben

Digitized by Google

oder unten hin verändern, bei 300 m Empfangswelle sogar nur noch um 0,2°. Hierdurch wäre eine Einstellung auf jeden beliebigen Empfangston äußerst erschwert, man pflegt deshalb wohl allgemein für die Toneinstellung zu dem Abstimmungskondensator einen zweiten parallel zu schalten, dessen maximale Kapazität nur einige Prozent der Kapazität des großen Kondensators beträgt.

An Stelle dieses Zusatzkondensators verwendet die Firma Dr. Erich F. Huth teilweise eine kleine, zusätzliche, induktive Variation, indem sie die Gitterselbstinduktionsspule in ihrem Inneren mit einem kleinen, in sich geschlossenen Drahtring versieht, der drehspulenähnlich angeordnet ist und gedreht werden kann. Durch Drehen dieses Ringes kann die Selbstinduktion innerhalb ganz kleiner Grenzen variiert werden.

Auf verschiedene Verbesserungen und Verfeinerungen, die dieses Audionverfahren erfahren hat (z. B. Verstärkung auch der niederfrequenten Schwebungsschwingung im Audionrohr und als Eingangsschaltung bei Hochfrequenzverstärkern), kann hier nicht weiter eingegangen werden.

Der erste, von der Firma Dr. Erich F. Huth lediglich als Versuchsapparat ausgebildete Röhrensender ist in seinem Äußeren in Fig. 4 wiedergegeben. Dieser Sender hatte fünf feste Wellen zwischen 250 und 650 m und lieferte bei einer Spannung von 800 Volt etwa 20 W. in der Antenne. Der Sender war bereits mit einer Empfangseinrichtung ausgestattet, und zwar konnte durch einen aus der Abbildung ersichtlichen Sendeempfangsumschalter die die Röhre beim Senden speisende 800 Voltbatterie durch eine 100 Voltbatterie für den Empfang ersetzt werden, während anderseits der Kurzschluß eines im Anodenkreis liegenden Telephons für den Empfang gelöst wurde.

Die Senderöhre war also gleichzeitig Empfangs-, resp. Audionröhre. In der Abbildung ist rechts unten der Gitterkondensator, sowie der im vorigen geschilderte, zu diesem parallel liegende „Tonkondensator" wohl ersichtlich. Mit einem eigenen Niederfrequenz-Lautverstärker war der Apparat, im Gegensatz zu allen später entwickelten Senderempfängern, noch nicht ausgerüstet. Mit einem diesem Sender ganz analogen Apparatur führte der Verfasser im Anfang des Sommers 1917 auf einem Berliner Flugplatz eingehende Sende- und Reichweitenversuche aus. Trotz der für den Stand der damaligen Erkenntnis außerordentlich geringen Sendeenergie und, trotzdem speziell die Empfangseinrichtung noch nicht bis zur heutigen Höhe durchentwickelt

Digitized by Google

war (das tönungsfreie Zusammenarbeiten von schwingenden Audion- und mehrstufigen Niederfrequenzverstärkern war damals noch nicht zur völligen Zufriedenheit gelöst), konnten mit diesem Sender doch schon über 60—70 km einwandfreie Sende- und Empfangsergebnisse erzielt werden. Die Versuche wurden zuerst zwischen zwei bodenständigen Stationen ausgeführt, deren jede eine vierdrähtige Schirmantenne von 12 m Höhe hatte. Später wurde der Sender in ein Flugzeug gebracht und die Reichweitenversuche von diesem aus fortgesetzt, wobei eingehende Untersuchungen über die günstigste Antennenform auf dem Flugzeug in bezug auf die zu erzielenden Reichweiten, Konstanz des Interferenztones usw. angestellt wurden.

In der darauffolgenden Zeit wandte sich die Firma der Entwicklung von Kleinsendern, in erster Linie speziell von Flugzeugsendern zu. Nach einigen Zwischenstadien, die hier übergangen werden mögen, entstand der in Fig. 5 und 6 dargestellte Senderempfänger „Rude V". Dieser Apparat ist zum Zwecke drahtloser Nachrichtenübermittelung zwischen bodenständigen- und Flugzeugstationen oder zwischen Flugzeugstationen untereinander hergestellt. Diesem Zwecke verdankt der Sender seinen äußeren und inneren Aufbau, sein geringes Gewicht — 6,0 kg — und die denkbar einfachste Bedienungsmöglichkeit. Der Apparat ist dimensioniert für eine Antenne mit einer Kapazität von 250 cm, einer Eigenschwingung von 100 m und einer Dämpfung von etwa 30—40 Ohm. Diese Werte werden auf einem normalen Flugzeug erfüllt, wenn die Antenne durch einen vom Flugzeug herabhängenden, 30 m langen Draht gebildet wird, während als Gegengewicht der Rumpf des Flugzeuges selbst verwendet wird.

Da bei herabhängenden Antennen je nach der Lage des Flugzeuges, der Fluggeschwindigkeit und je nachdem das Flugzeug gerade oder in einer Kurve fliegt, sich die Lage der Antenne in bezug auf das Flugzeug stets etwas ändert, ist bei dieser Antennenordnung der Wert der Antennenkapazität nicht eindeutig. Wenn auch die Schwankungen der Antennenkapazität bei normaler Fortbewegung des Flugzeuges wider Erwarten gering sind, so können doch die durch die Kapazitätsschwankungen hervorgerufenen Frequenzschwankungen sowohl im Sender, als auch im empfangenden Audion groß genug sein, um eine Inkonstanz des Empfangsschwebungstones zu bewirken. Bei scharfen Neigungen oder Wendungen des Flugzeuges kann die Höhe des Empfangstones sogar außerhalb der Hörbarkeitsgrenze zu liegen kommen. Diese Erscheinung, deren Beseitigung anfänglich außerordentliche Schwierigkeiten bereitete, kann man völlig verhindern, wenn

Digitized by Google

man eine im Flugzeug fest verlegte Antenne verwendet, etwa so, daß man an den Kanten der Tragflächen entlang Drähte spannt, und die Drähte der einen Seite als Antenne und die der anderen als Gegengewicht verwendet. Trotzdem die Strahlungsfähigkeit solcher ziemlich „geschlossener" Antennenformen natürlich geringer ist, als die eines frei herabhängenden Drahtes, hat man sich doch aus den oben geschilderten Gründen mehr und mehr der Anwendung von festen Antennengebilden zugewandt.

Der Wellenbereich des Rude V erstreckt sich sowohl sender-, als auch empfangsseitig von 400—600 m (eine Vergrößerung des Wellenbereiches bis auf 800 m ohne Vergrößerung der äußeren Abmessungen des Senders ist jedoch vorgesehen). Als Stromquelle für den Sender dient eine kleine Hochspannungsmaschine (Fig. 7), die von der Firma Dr. Erich F. Huth und der Firma Pöge, Chemnitz, entwickelt wurde. Dieselbe liefert bei einer Spannung von 500 bis 600 Volt maximal 70 W. Hochspannungsleistung und wiegt 9,5 kg. Die Leistung, die der Sender bei dieser Spannung an die Antenne abzugeben vermag, beträgt bei einem Heizstrom der in der Fig. 5 rechts oben ersichtlichen Glühkathodenröhre von etwa 1,9 A. ca. 8—10 W. Trotz der gedrängten Bauart sind die einzelnen Apparate, was wohl hervorgehoben zu werden verdient, äußerst übersichtlich in der Bedienung und leicht zugänglich in dem Kasten, dessen Außenmaße 350 × 330 × 120 mm sind, angeordnet. In der linken oberen Ecke des Kastens sitzt die Audionröhre. Darunter befindet sich der Gitterkreis für diese; die Selbstinduktionsspule desselben hat eine mit einem Drehknopf von außen zu bedienende Variation zur Einstellung des Empfangstones. Im unteren Teil des Apparatekastens sitzen links und rechts die beiden Antennenspulen und in der Mitte der senderseitige Gitterkreis. Über letzterem ist der Sendeempfangsumschalter angeordnet. Rechts oben befindet sich die Senderöhre mit einem Regulierwiderstand für den Heizstrom, sowie zwei Hochspannungssicherungen. Der mittlere, obere Teil des Senderkastens wird von einem Dreifach-Lautverstärker ausgefüllt, der die Schwebungsimpulse des Audionkreises etwa 2000-fach verstärkt, bevor sie dem Telephon zugeführt werden. In der Mitte, ganz oben, sind die 3 Lautverstärkerröhren ersichtlich. Die Bedienung dieses Apparates ist überaus einfach. Sie ist bei Verwendung des Senders als Flugzeugsender mit fest verlegter Antenne folgende:

Die Welle, mit der das Flugzeug später in Verkehr zu treten hat, wird noch vor dem Start nach Öffnen des Senderkastens in der

Digitized by Google

früher beschriebenen Weise, sowohl sender, wie empfangsseitig eingestellt. Alsdann werden sämtliche Abstimmorgane, um ein Verstellen durch die Vibration des Flugzeuges hintan zu halten, durch die in der Abbildung ersichtlichen Arretierschrauben in ihrer Stellung fest fixiert. Nach dem Schließen des Kastens ist der Sender betriebsklar, und der Bedienung während des Fluges ist jetzt nur noch die Einstellung des Empfangstones, die Regulierung des Heizstromes für die Senderöhren und schließlich der Senderempfangsumschalter zugänglich. Sobald der günstigste Empfangston eingestellt ist, wozu die ersten Rufzeichen des korrespondierenden Senders genügen, ist überhaupt nur noch Taste und Sendeempfangsumschalter zu bedienen, da die Heizstromstärke der Senderöhre innerhalb langer Zeit konstant bleibt.

Mit diesem Sender wurden sowohl auf einem Berliner Flugplatz, als auch an der deutschen Westfront eingehende Betriebs- und Reichweitenversuche angestellt. Er hat sich als vollkommen kriegstüchtig erwiesen. Die Reichweiten, die hierbei erzielt wurden, betragen bei festverlegter Antenne im Flugzeug und bei Wechselverkehr zwischen Bodenstationen-Flugzeugen mindestens 40 km. Bei Verwendung einer herabhängenden Antenne lassen sich unter sonst gleichen Bedingungen Reichweiten von 100 km und mehr erzielen.

Für Zwecke, bei denen ein öfterer und rascher Wellenwechsel auch während des Betriebes vorgenommen werden soll, was hauptsächlich bei bodenbeständigen Stationen der Fall ist, wird der Apparat so gebaut, daß sämtliche Abstimmorgane durch Drehknöpfe, die über den Abschlußdeckel hinausragen, von außen her zu bedienen sind.

Fig. 8 zeigt einen kleinen, leicht transportablen Senderempfänger für einen Wellenbereich von etwa 250—600 m. Derselbe fand seine hauptsächliche Verwendung als Schützengrabensender für kleine Entfernungen. Beim Betrieb mit einer kleinen Handkurbel-Hochspannungsmaschine für etwa 400 V. oder mit einem Gleichstrom-Gleichstrom-Umformeraggregat (12/400 V.) leistet der Sender etwa 5—6 W. Der Apparat, der ebenfalls mit Audionempfang eingerichtet ist, hat außerdem noch einen Zweifach-Niederfrequenzverstärker. Sein Gewicht beträgt 5,5 kg.

Mit diesem Apparat wurden auf dem Tempelhoferfelde bei Berlin Sendeempfangsversuche ausgeführt und über eine Entfernung von etwa 10 km Wechselverkehr aufrecht erhalten. Sowohl Antennen-, als auch Gegengewicht bestanden hierbei aus zwei 25 m langen Drähten. die in einer Höhe von etwa 1 m über der Erde ausgespannt waren.

Digitized by Google

Auf einige Modifikationen dieses Sendertyps kann wegen Raummangel hier nicht weiter eingegangen werden.

Einer mit der Zeit ständig zunehmenden Tendenz, die Sendeleistung von Röhren zu vergrößern, war, sobald man über einige 100 W. gekommen war, eine obere Grenze gesteckt. Die Schwierigkeit lag hierbei aber nicht, wie man erwarten möchte, in der Umwandlung genügend großer Leistungen in Hochfrequenzstrom; mit anderen Worten: Die Schwierigkeit war nicht röhrentechnischer Natur. Dem Bau von Glühkathoden-Schwingungserzeugern für mehrere Kilowatt Schwingungsenergie stehen heute keine wesentlichen Schwierigkeiten mehr im Wege, während andererseits durch Parallelschaltung beliebig vieler Röhren eine mit der Zahl der parallelgeschalteten Röhren praktisch völlig proportionale Steigerung der Sendeleistung zu erzielen ist. Die Schwierigkeit bei der Entwicklung von Röhrensendern für sehr große Leistungen angelte einzig und allein in der Frage nach einer geeigneten Hochspannungsquelle. Da mit der umzusetzenden Leistung naturgemäß auch die umzuwandelnde Betriebsspannung zunehmen muß, kommt man bei großen Leistungen bald zu Spannungsbeträgen, die bestenfalls noch im Laboratorium mittels großer Hochspannungsbatterien oder Spezialhochspannungsmaschinen erzielt werden können. Für den praktischen Betrieb kommen beide, ganz abgesehen von schwerwiegenden praktischen Nachteilen, schon infolge ihrer hohen Anschaffungs- und Unterhaltungskosten nicht in Betracht. Man versuchte deshalb bald, an verschiedenen Stellen einen Gleichrichter zu bauen, mit dem es gelingt, so hohe Spannungen durch Gleichrichten von hochgespanntem Wechselstrom herzustellen. Abgesehen von verschiedenen, bis jetzt wenig bekannt gewordenen Ausführungen, ist es vor allem der Firma Akkumulatorenwerke, Oberschöneweide b. Berlin, gelungen, einen Apparat durchzubilden, mit dem das Problem der Gleichrichtung von hochgespanntem Wechselstrom in idealer Weise gelöst ist.

Fig. 9 zeigt einen solchen Gleichrichter. Die zentral angeordnete Kathode (eine sogenannte Wehneltsche Glühkathode) besteht aus einer um einen Kalziumoxydstift gewundenen Platinspirale. Die Heizspannung dieser Kathode beträgt bei Rotglut der Spirale und bei einem Heizstrom von etwa 6 A. ca. 2—3 V. Die beiden, in den seitlichen Ansatzrohren befindlichen Anoden bestehen gewöhnlich aus Graphit. Die moderneren Gleichrichter sind gewöhnlich noch mit einem Bauerschen Ventil ausgerüstet, um eine Regeneration des Gasdruckes im Innern nach langem Dauerbetrieb vornehmen zu können. Fig. 10 stellt die

Digitized by Google

Schaltung eines Röhrensenders bei Betrieb mit gleichgerichtetem Wechselstrom schematisch dar.

Die von dem Hochspannungsgleichrichter maximal gleichzurichtende Leitung ist begrenzt:

1. Durch die Sperrspannung E_{max}, d. i. die Spannung, der der Gleichrichter in der Sperrzone ohne Durchschlagen und Beschädigung der Anoden gewachsen ist.
2. Durch die Mindestspannung e_m, d. i. jene Spannung, die während der ganzen Dauer der Durchlaßzone zwischen Kathode und Anode herrscht. Diese Spannung e_m bedingt mit dem durchgelassenen Strom die während einer Periode an der Anode in Wärme umgesetzte Energieleistung.

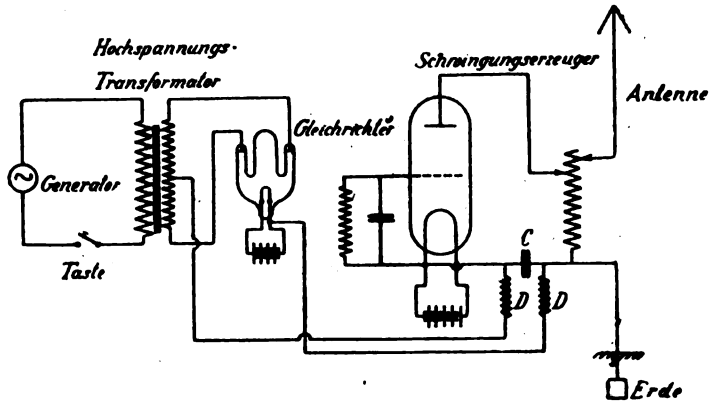


Fig. 10.

Letztere darf wiederum einen gewissen zulässigen Wert nicht überschreiten, da sonst die Anoden ins Glühen geraten, was die Ventilwirkung verschlechtert und zugleich den Apparat zerstören kann.

Die Abhängigkeit zwischen Strom und der Spannung e_m ist im allgemeinen keine eindeutige, sondern selbst wieder von der Vorgeschichte des Stromausgleichs abhängig. Für praktische Überschlagsrechnungen genügt es jedoch, für e_m einen konstanten Mittelwert $e_m = 50$ V., und zwar unabhängig von der Typengröße, einzusetzen. Außerdem ergab sich, daß bei den beschriebenen Gleichrichtern, unabhängig von der Typengröße, ein Verlust von etwa 15 W. pro Anode zulässig ist.

Mit diesen Werten von E_{max} und e_m kann unter vereinfachenden

Digitized by Google

Annahmen die von einem gewissen Typ maximal gleichzurichtende Leistung berechnet werden (die Firma Akk.-W. Oberschw. baut Gleichrichter für $E_{max} = 1500$, 3000, 6000 und 10000 V.). Wird angenommen, daß die sekundäre Streureaktanz des Hochspannungs-

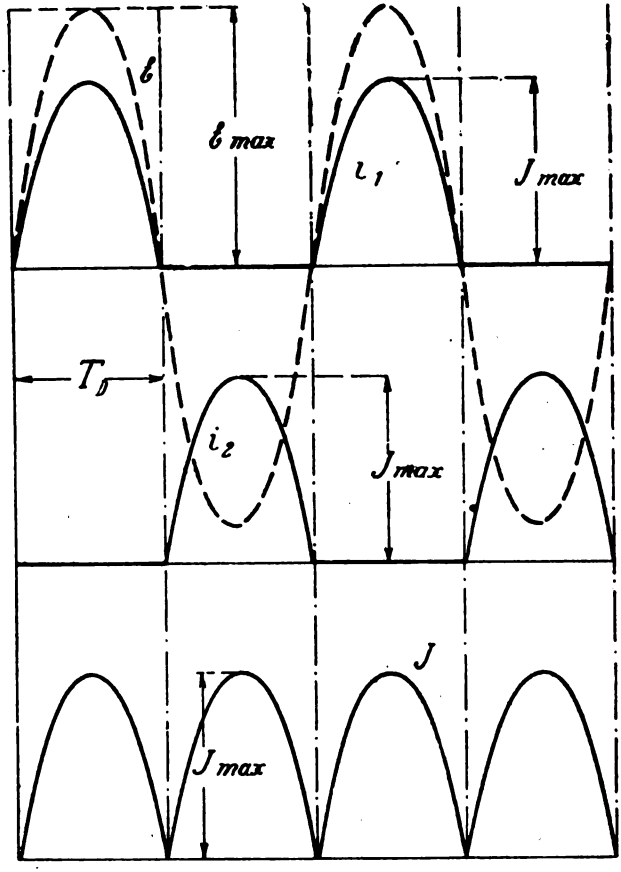


Fig. 11.

transformators Null sei, und daß ferner der ganze, den Gleichrichter enthaltende Arbeitskreis keine Selbstinduktion enthalte, so muß der gleichgerichtete Strom zwangläufig den Verlauf der Kurve J in Fig. 11, d. h. die Form eines sogenannten kommutierten Sinusstromes haben,

Digitized by Google

während der über je eine Anode fließende Strom den Verlauf der Kurve i_1, resp. i_2 haben muß.

Die während der Dauer einer Periode an den Konsum abgegebene Leistung ist dann:

$$L = \frac{1}{T}\int_0^T E_{max} \cdot i_{max}\, dt$$

$$= \frac{1}{2\pi} E_{max} \cdot i_{max} \int_0^{2\pi} \sin^2 \alpha\, d\alpha$$

oder:

$$L = \frac{1}{2} E_{max} \cdot i_{max}$$

Die während einer Periode an je einer Anode in Wärme umgesetzte Leistung ist:

$$l = \frac{1}{T}\int_0^{T_D} i \cdot e_m\, dt$$

Hierbei ist $T_D = \pi$ die Dauer der Durchlaßzone, also:

$$l = \frac{1}{2\pi} e_m \cdot i_{max} \int_0^{\pi} \sin \alpha\, d\alpha$$

Hieraus wird:

$$i_{max} = \frac{\pi \cdot l}{e_m}$$

und außerdem:

$$L = \frac{1}{2} \cdot E_{max} \cdot \frac{\pi l}{e_m}$$

Setzt man nun für L und e_m die Erfahrungszahlen: $l = 15$ Watt $e_m = 50$ V. ein, so berechnet sich hieraus die maximal gleichzurichtende Leistung:

$$L = E_{max} \cdot 0{,}47$$

Der Wirkungsgrad der Gleichrichtung wird endlich:

$$\eta = 100\left[1 - \frac{2l}{L}\right]$$

Da nun nach früherem:

$$\frac{l}{L} = \frac{2 \cdot e_m}{\pi \cdot E_{max}}$$

Digitized by Google

wird der Wirkungsgrad für $1 = 15$ und $\delta_m = 50$:

$$\eta = 100 \left[1 - \frac{63{,}6}{E_{max}}\right] \%$$

Ist z. B. für einen Gleichrichter $E_{max} = 6000$ V. (wobei der Transformator für eine Gesamtsekundärspannung von 2×6000 V. zu dimensionieren ist), so wird:

$$L_{max} = 2{,}82 \text{ KW. und } \eta = 98{,}9\%$$

Wenn auch die so berechneten Werte für L_{max} und η nur theoretische Näherungswerte darstellen, da aus noch zu besprechenden Gründen ein gleichgerichteter Strom von der Form einer kommutierten Sinuskurve unbedingt zu vermeiden und möglichst reiner Gleichstrom anzustreben ist, so lassen sie doch die große Belastungsfähigkeit und den ausgezeichneten Wirkungsgrad von Gleichrichtern dieser Art gut erkennen.

Zu den günstigen elektrischen Eigenschaften bei der Verwendung von gleichgerichtetem Wechselstrom kommen große praktische Vorzüge. Es sind dies die außerordentliche Betriebssicherheit und die geringen Anschaffungskosten. Bei Verwendung von in der Funkentelegraphie allgemein üblichen 500-periodischen Wechselstromgeneratoren, deren fabrikationsmäßige Herstellung bis zu den höchsten Leistungen heute keine Schwierigkeit mehr bietet, fallen die Anschaffungskosten einer Anlage gegenüber jenen bei Verwendung etwa einer Hochspannungsmaschine so unvergleichlich geringer aus, daß die Mehrkosten für den Hochspannungstransformator und den Gleichrichter um ein Vielfaches aufgehoben werden. Nach den bisherigen Erfahrungen ist kaum mehr zu bezweifeln, daß in absehbarer Zeit der Betrieb von Röhrensendern mit gleichgerichtetem Wechselstrom allein das Feld behaupten wird. Selbst für Kleinsender hat der Betrieb mit Wechselstrom die besten Aussichten; so entwickelt z. B. der in früherem beschriebene Flugzeugsender Rude V bei Verwendung von Wechselstrom etwa 30 Watt.

Wie schon angedeutet, ist es beim Wechselstrombetrieb von Röhrensendern überaus wichtig, daß der gleichgerichtete Strom möglichst reiner Gleichstrom ist, daß also die die kommutierte Sinuslinie charakterisierenden scharfen Einschwenkungen tunlichst ganz verschwinden. Beim Betriebe eines Schwingungserzeugers mit einem Strom, der neben einer konstanten Grundkomponente noch eine periodische Wechselstromkomponente hat, muß auch die Amplitude der Antennenschwingung zeitlich variabel sein. In diesem Falle hat der

Digitized by Google

Sender also mehr oder weniger die Eigenschaften eines tönenden Senders und kann auch wie ein solcher abgehört werden, so daß die, gerade bei Verwendung rein ungedämpfter Schwingungen in höchstem Grade gebotene Möglichkeit der Geheimhaltung der Nachrichtenübermittelung aufgehoben ist. Auch kommt der stark ins Gewicht fallende Vorzug des rein ungedämpften Systems der eminent geringen Störungsgefahr fremden Empfangsstationen gegenüber in Wegfall, sobald der Sender tönend arbeitet.

Um eine möglichst zeitliche Konstanz des gleichgerichteten Stromes zu erhalten, pflegt man einmal den in Fig. 1 und 10 ersichtlichen Kondensator parallel zur Hochspannungsquelle (der beim Betrieb mit reinem Gleichstrom lediglich die Aufgabe hat, die Stromquelle gegen Hochfrequenz zu blockieren) möglichst zu vergrößern, während man andererseits durch induktive Mittel die Zeitkonstante des Gleichrichter-Arbeitskreises möglichst vergrößert, indem man etwa, wie dies bei allen Sendern der Firma Dr. Erich F. Huth geschieht, in den Gleichrichterkreis die aus Fig. 10 ersichtlichen, stark eisenhaltigen Drosseln legt. Auch die sekundäre Streureaktanz des Hochspannungstransformators wirkt schon sehr günstig. Während diese, sowie eventuell vorhandene Zusatzdrosseln, eine Verbreiterung der Stromimpulse und damit ein Ineinanderfließen derselben bewirken, spielt der vergrößerte Blockierungskondensator die Rolle einer Pufferbatterie, indem er sich in den Zeitabschnitten, in denen die Stromlieferung vom Gleichrichter her sinkt, über die schwingungserzeugende Röhre entlädt und so die Konstanz des Speisestromes erhöht. Der Verfasser hat eine Reihe von Schaltungen angegeben, mittels deren wohl jede beliebige Annäherung an einen reinen Gleichstrom erzielt werden kann, es scheint jedoch, daß die bisher besprochenen Mittel für eine praktisch genügende Stromvereinigung ausreichend sind.

Um Senderschwingungen auf das Vorhandensein einer niederfrequenten Tonkomponente hin zu untersuchen, kann man zwei Wege einschlagen: Der eine ist der, Empfangsversuche auszuführen und zu untersuchen, bis zu welcher Entfernung vom Sender weg noch Tonempfang möglich ist. Dieser Weg ist nicht ganz einfach zu beschreiten und kann auch leicht zu falschen Schlußfolgerungen Anlaß geben. Die zweite Methode kann nach Angabe des Verfassers im Laboratorium oder Prüffeld selbst ausgeführt werden und beruht darauf, denjenigen Betrag der vom Sender entwickelten Antennenenergie, der einen Senderton erzeugen kann, direkt der Messung zugänglich zu machen. Der die Schwingungsröhre speisende, gleichgerichtete Strom sei allgemein:

Digitized by Google

$i_w = \bar{i} + \tilde{i}$. Hierin ist $\tilde{i}$ der Maximalwert einer periodischen Funktion, deren Grundfrequenz nach einfacher Überlegung gleich der doppelten Generatorfrequenz ist. Die auf den Schwingungserzeuger übertragene Leistung ist dann:

$$L_{tot} = R\left[\bar{i}^2 + \frac{1}{2}\tilde{i}^2\right]$$

Hierin ist R der effektive Röhrenwiderstand. Die an die Antenne abgegebene Leistung ist dann analog, wenn R_A der Antennenwiderstand sei:

$$L^A = C R_A\left[\bar{i}^2 + \frac{1}{2}\tilde{i}\right]$$

Die auf die Antenne übertragene Leistung zerfällt somit in zwei Komponenten:

$$1.\quad L_{A_1} = C'' R_A \cdot \bar{i}^2$$

Dieser Leistung entsprechen rein ungedämpfte Schwingungen mit konstanter Amplitude.

$$2.\quad L_{A_2} = C'' R_A \cdot \frac{1}{2}\tilde{i}^2$$

Diesen Leistungsbetrag kann man als „Tonleistung" ansprechen. Man kann also nach dem bisherigen einen, solchen Sender in bezug auf seine Wirkung darstellen als einen Sender, der durch $\bar{i}$ erregt, lediglich Schwingungen von konstanter Amplitude ausstrahlt und außerdem einen Tonsender, der mit Wechselstrom erregt, nur Tonenergie liefert. Von praktischem Interesse ist vor allem der Quotient:

$$f = \frac{L_2}{L_1 + L_2}$$

Derselbe gibt an, welcher Prozentualbetrag der gesamten ausgestrahlten Energie Tonenergie ist. Man kann diesen Faktor als den Gütefaktor der Gleichrichtung bezeichnen.

Für die Effektivwerte der Stromkomponenten in einem Wellenstromkreis gilt nun allgemein:

$$i_W^2 = \bar{i}^2 + \frac{1}{2}\tilde{i}^2$$

Hierin ist i_W der Effektivwert des an die Kathodenröhre gelieferten „wellenstromartigen" Betriebsstromes.

Da nun aber:

Digitized by Google

$$f = \frac{L_1}{L_1 + L_2} = \frac{1\,i^2}{2 \cdot i_W^2}$$

erhält man sofort für den Gütefaktor:

$$f = 1 - \left(\frac{i}{i_W}\right)^2$$

Setzt man schließlich: $\frac{i_W}{i} = 1 + \Delta$, so wird, solange Δ klein bleibt, mit praktisch genügender Annäherung:

$$f = 2\,\Delta$$

Die Bestimmung des Gütefaktors f beruht also lediglich auf der Messung des Effektivwertes des Betriebsstromes mit einem quadratisch oder effektiv wirkenden Instrument, und außerdem auf der Ermittelung der Gleichstromkomponente mit einem galvanometrisch wirkenden. Bei der Messung ist mit peinlichster Sorgfalt zu verhindern, daß die im Anodenkreis der Röhre (und dort ist die Messung auszuführen) vorhandene Hochfrequenzschwingung in den Meßkreis eindringen kann, da sonst der zu messende Effektivwert ganz falsch ermittelt werden würde. Dies kann nach Maßgabe der Fig. 12 geschehen. Durch die beiden Drosseln L wird bewirkt, daß die Hochfrequenz über den Kondensator C abfließt, ohne in den Meßkreis eindringen zu können, während der niederfrequente Wellenstrom seinen Weg nur über den Meßkreis nehmen kann. Je kürzer die Welle ist, bei der die Messung ausgeführt wird, um so größer wird die Meßgenauigkeit sein.

Eine an dem später zu besprechenden 1 KW.-Röhrensender angestellte Messung des Gütefaktors der Gleichrichtung ergab bei einer Antennenenergie von 1 KW. den Wert: 0,025, d. h. also, der Sender entwickelt eine Tonleistung von 25 W. Diese ist in bezug auf ihre Reichweite gegen die Gesamtleistung praktisch überhaupt vernachlässigbar.

Der erste von der Firma Dr. Erich F. Huth entwickelte Röhrensender mit Wechselstrombetrieb ist in Fig. 18 wiedergegeben. Die Antennenleistung beträgt 150 W. Der Sender arbeitet als Versuchssender vorläufig nur mit drei festen Wellen zwischen 400 und 600 m; er kann jedoch auch für einen stetigen Wellenbereich von etwa 400 bis 1000 m ohne Vergrößerung der Außenmaße (400 × 450 × 170 mm) hergestellt werden. Ein entsprechender Apparat befindet sich augenblicklich in der Durchbildung. Die gewünschte Welle wird bei diesem Sender durch Stöpselung im Gitterkreis eingestellt und sodann die

Digitized by Google

Antenne durch ein Variometer auf die Welle des Gitterkreises abgestimmt. Zum Betrieb dieses Senders kommt eine 500-periodische Wechselstrommaschine von etwa 300 W. Leistung in Betracht. Sowohl die Heizleistung für die Senderröhre. als auch jene für den Gleichrichter, wird bei diesem Apparat ebenfalls der Wechselstrommaschine entnommen, so daß die Heizbatterien ganz in Wegfall kommen. Mit diesem Sender wurden im Sommer 1918 von behördlicher Seite aus Reichweitenversuche im großen Stile vorgenommen. Die Antenne

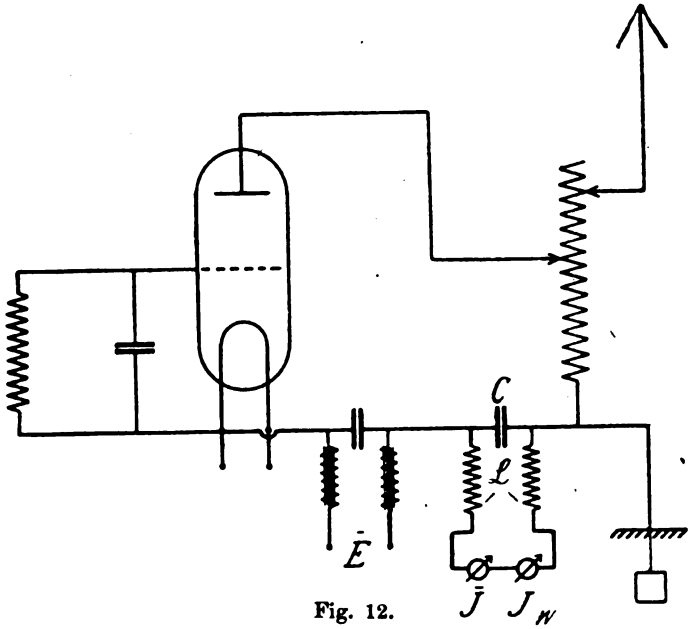


Fig. 12.

bestand hierbei aus zwei von einem ca. 9 m hohen Maste diametral gegen Erde abgespannten 30 m langen Drähten. Es war hierbei noch über eine Entfernung von etwa 300 km eine einwandfreie Nachrichtenübermittelung möglich, und zwar wurde der Empfang ohne Lautverstärker ausgeführt. Bedenkt man, daß der Empfang bei Anwendung eines normalen Dreifachlautverstärkers etwa 2000—3000-fach verstärkt wird, so kann man sich ein Bild machen von der bei Anwendung eines Lautverstärkers zu erzielenden Reichweite. Die Überlegenheit des Röhrensenders dürfte gerade durch dieses, aus der Praxis herausgegriffene Beispiel in eklatanter Weise erwiesen sein.

Digitized by Google

Fig. 14 zeigt schließlich einen Röhrensender für 1 KW.-Antennenleistung. Derselbe besteht aus drei einzelnen Kästen, die je nach Bedarf und nach den jeweils vorliegenden Raumbedingungen in beliebigen Abständen voneinander aufgestellt werden können. Der erste Kasten (links) enthält den Hochspannungstransformator, den Gleichrichter nebst Regulierorgan für dessen Heizstrom, Drosseln und den Gitterkreis. Der letztere hat feste Glimmerkondensatoren und ein Selbstinduktionsvariometer, das von außen her mittels Drehknopf und einer direkt in Wellenlängen geeichten Skala wellenmesserähnlich eingestellt werden kann. Die Skala des Gitterkreises hat zwei Bereiche und zwar reicht der kleinere von 300—600 m und der größere von 600—1500 m. Der mittlere Kasten enthält in seinem oberen Teil 4 Senderöhren, die sämtlich parallel geschaltet sind. Die Heizung der 4 Röhren und des Gleichrichters geschieht ebenfalls mit Wechselstrom, so daß nur eine Kraftquelle und zwar eine 500—600-periodische Maschine von etwa 2,5 KW. nötig ist. Im unteren Teil des mittleren Kastens befindet sich der im früheren besprochene Blockierungskondensator, der Heiztransformator, der mittels dreier getrennter Sekundärwicklungen die Heizströme für den Gleichrichter und die Röhren liefert, die Regulierorgane und Hitzdrahtamperemeter (siehe Fig. 14) zur Einstellung der Heizströme und schließlich den sogenannten Kompensationstransformator. Derselbe hat folgenden Zweck. Da die Spannung praktischer 500-periodischer Generatoren infolge ihrer, durch die hohe Frequenz gesteigerten Eigenreaktanz durchschnittlich um 10—20% sinkt, sobald sie der Belastung, für die sie nominell gebaut sind, unterworfen werden, würde, wenn der Heiztransformator, der die Senderöhren speist, primär direkt an der Maschine liegt, bei Belastung der Maschine, also beim Tasten, die Heizung der Röhren ebenfalls um 10—20% sinken. Da aber die umzusetzende Leistung in hohem Maße von der Temperatur der Glühkathode, und damit von der Heizstromstärke abhängt, würde man die Röhren nie ganz ausnützen können. Außerdem würde die mittlere Temperatur der Heizdrähte, je nach dem Tempo und Rhythmus des Tastens, ganz verschieden und damit die Antennenstromstärke nicht mehr eindeutig sein. Eine völlige Konstanz auch während des Tastens kann man nach dem Vorschlage des Herrn Dipl.-Ing. Hahn der Inspektion des Torpedowesens Kiel, durch Verwendung eines sogenannten Kompensationstransformators erreichen; die Schaltung ist die der Fig. 15. Der Heiztransformator liegt über die eine Wicklungshälfte S_1 des Kompensationstransformators an den Klemmen des Generators, während die andere Wicklungshälfte S_2

Digitized by Google

im Primärkreis des Hochspannungstransformators liegt. Solange die Maschine unbelastet, die Taste also offen ist, wirkt die Wicklung S_1 lediglich als Drossel für den Primärstrom des Heiztransformators. Wird die Maschine aber belastet, so erzeugt der in S_2 fließende Belastungsstrom in S_1 eine EMK., die bei richtiger Wahl des Wicklungssinnes und des Windungsverhältnisses in S_1 und S_2 genau so groß gemacht werden kann, als der Klemmenspannungsabfall der Maschine ausmacht, so daß die treibende Spannung im Primärkreis des Heiz-

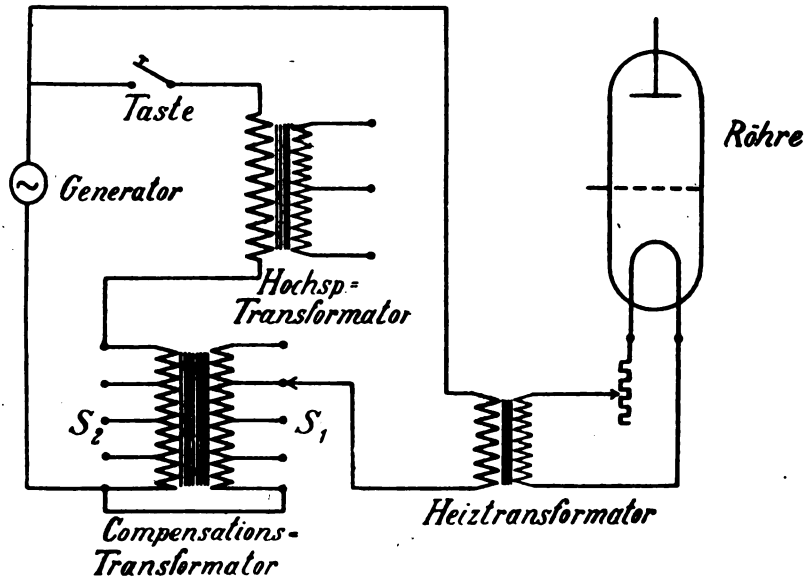


Fig. 15.

transformators immer konstant bleibt. Mit dieser Schaltung sind Spannungsabfälle von 30% und mehr ohne Schwierigkeit zu kompensieren, sobald die Windungszahlen in S_1 und S_2 genau abgeglichen sind. Um diese Abgleichung auch mit einer geringeren Zahl von Abzweigstellen ausführen zu können, schaltet der Verfasser parallel zur Primären oder Sekundären des Kompensationstransformators einen stetig variablen Widerstand.

Der Kasten 3 enthält schließlich die zugleich als Variometer ausgebildete Antennenspule, einen Verkürzungstransformator für den kleineren Wellenbereich, sowie den Kopplungs- und Wellenschalter.

Digitized by Google

Wenn auch die in diesem Sender auftretende größte effektive Hochfrequenzspannung von etwa 20000 V. nicht sonderlich hoch ist, so sah sich doch infolge der durch gewisse Vorschriften bedingten, außerordentlich gedrängten Bauart, vor allen Dingen aber infolge der teilweise ganz beträchtlichen Minderwertigkeit der zur Zeit des Krieges greifbaren Isolationsmaterialien sowohl das Laboratorium, als auch die Konstruktionsabteilung vor manche unerwartet schwere Aufgabe gestellt, die nötige Isolation zu schaffen. Dies ist bis zur völligen Betriebssicherheit erst gelungen nach vorsichtigster Auswahl der zur Verfügung stehenden Isolationsmaterialien, teilweiser Vorbehandlung derselben und nicht zuletzt durch eine Reihe konstruktiver Neu- und Umgestaltungen der Hochfrequenzschalter und gewisser Teile der Antennenspule mit Variometer.

In Fig. 16 ist die Antennenstromstärke des Senders, sowie die Leistung desselben in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt (C_A = 600 cm und R_A = 4,8 Ohm). Dieser Sender wurde als U-Bootsender gebaut, und die Firma entwickelt augenblicklich, von ihm als Grundlage ausgehend, verschiedene neue Typen gleicher Leistung, bei denen eine ganze Reihe mehr friedensmäßiger Bedürfnisse zu berücksichtigen ist. Ein Sender für einen Wellenbereich von 600—3000 m steht vor seiner Vollendung.

Neben der Durchbildung von Röhrensendern hat sich die Firma Dr. Erich F. Huth die Konstruktion von Senderöhren, deren Verbesserung in bezug auf eine einfache fabrikatorische Herstellung, Erhöhung des Wirkungsgrades und Vergrößerung der umsetzbaren Leistung in ganz besonderem Maße angelegen sein lassen.

In Fig. 17 sind einige hauptsächlich durchgebildete und erprobte Röhrentypen wiedergegeben. Die dauernd umsetzbaren Hochfrequenzleistungen, die dazu nötige Betriebsspannung und schließlich die Höhe der Röhren in Millimetern sind in folgender Tabelle der Reihe nach für die Röhren der Abbildungen von rechts nach links eingetragen.

Röhre	I	II	III	IV	
E_{max}	1000	1500	4000	5500	Volt
L_{max}	15	30	250	2000	Watt
η bei L_{max}	30	40	62	70	%
Totale Höhe	95	125	270	450	mm

Die Tabelle enthält außerdem die Wirkungsgrade, die sich bei den den Röhren maximal zu entziehenden Hochfrequenzleistungen ein-

Digitized by Google

stellen. Bei geringer Ausnutzung der Röhre (festere Kopplung zwischen Röhre und Antenne) fällt der Wirkungsgrad nicht unwesentlich höher aus.

In Fig. 18 sind außerdem für die Röhre II die charakteristischen Arbeitskurven und zwar der aufgenommene Gleichstrom, der Antennenstrom (R_A = 30 Ohm), die Gleichstrom- und Hochfrequenzleistung und

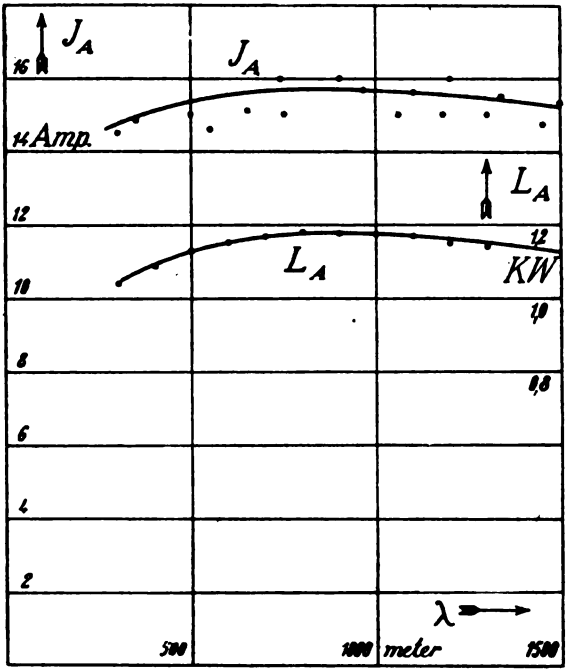


Fig. 16.

schließlich der Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Betriebsspannung dargestellt.

Während der Niederlegung dieser Arbeit befindet sich eine Röhre für etwa 7—8 KW. in Arbeit.

Was nun zum Schlusse die Möglichkeit der drahtlosen Telephonie mit Röhrensendern anbelangt, so ist die einfachste Methode bei der von der Firma Dr. Erich F. Huth zur Schwingungserzeugung verwendeten Schaltung die ausgestrahlte Antennenenergie im Rhythmus der Ton- oder Sprachschwingung zu beeinflussen, die in das Gitter-

Digitized by Google

schwungrad ein Mikrophon zu legen. Durch die Widerstandsschwankungen des letzteren wird der „Erregungsfaktor" und damit die effektive Antennenstromstärke rhythmisch beeinflußt. Während mit dieser Methode bei kleineren Antennenleistungen sehr gute Resultate zu erzielen sind, nimmt die Beeinflussungsfähigkeit um so schneller ab, je größer die Betriebsspannung im Verhältnis zur Sättigungsspannung wird, d. h.

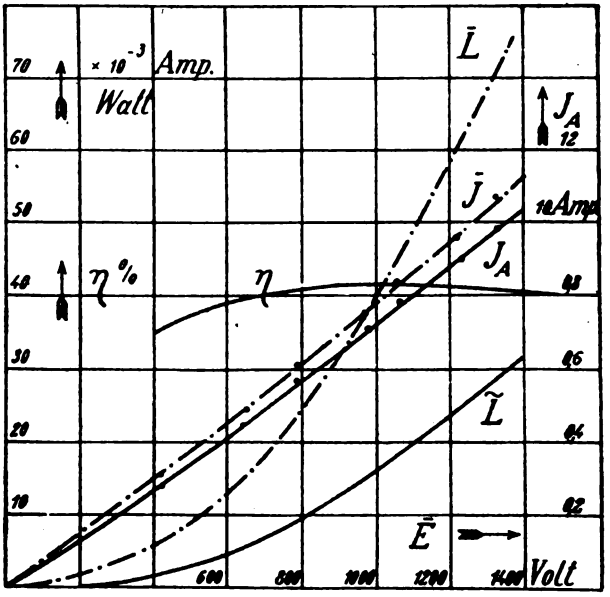


Fig. 18.

je größer die Sendeleistungen werden. Um auch Telephonie mit großen und größten Leistungen ausführen zu können, hat der Verfasser eine Methode ausgebildet, die im wesentlichen darauf beruht, daß nicht nur die von der Röhre erzeugte Hochfrequenzleistung, sondern schon die zugeführte Gleichstromleistung durch eine sogenannte Steuer- oder Beeinflussungsröhre rhythmisch beeinflußt wird. Aufgenommene Beeinflussungscharakteristiken lassen den Schluß zu, daß man mit Spannungen, wie sie ohne weitere Verstärkeranordnungen mittels eines einzigen Mikrophons erzeugt werden können, Leistungsschwankungen in der Antenne von 50—70% der Gesamtleistung bewirken kann. Versuche mit dieser Schaltung bei Verwendung von gleichgerichtetem Wechselstrom und einer Sendeleistung von 1 KW.

Digitized by Google

sind im Gange und versprechen vollen Erfolg. Sobald es die Patentlage erlaubt, soll über dieses System und im Zusammenhange damit über die damit erzielten Reichweiten etc. näher berichtet werden. Auch auf verschiedene weitere, damit eng verknüpfter Probleme, wie z. B. jenes des drahtlosen Gegensprechens ohne Umschaltung, Hochfrequenztelephonie über Leitungen etc., soll zurückgekommen werden, sobald die diesbezüglichen Arbeiten im Laboratorium des Verfassers zu einem gewissen Abschluß gekommen sind.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

D.R.P. 295664, Dipl.-Ing. Wilhelm Winkelmann, Berlin-Friedenau, vom 26. Mai 1914.

Detektor für elektrische Wellen, dessen eine Elektrode aus Silicium besteht, dadurch gekennzeichnet, daß der Elektrode eine Gegenelektrode aus Wolfram zugeordnet ist, damit die Berührungsstelle bei der Regulierung nicht zerstört oder sonstwie verändert wird.

D.R.P. 303145, Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin, vom 25. Juni 1914.

1. Detektor für elektromagnetische Wellen, bei welchem ein das Detektormaterial tragendes Satzstück und ein Gegenkontakt gegeneinander drehbar gelagert sind, dadurch gekennzeichnet, daß das Satzstück (*c*) aus seinem die Arbeitslage sichernden Halter (*h*) zufolge einer selbsttätigen Federung in demselben ohne Lösung von Schrauben u. dgl. mit nur zwei Handgriffen herausnehmbar und gegen ein anderes Satzstück gleicher Art auswechselbar ist, siehe Fig. 1 und 2.

Unteransprüche beziehen sich unter anderem darauf, daß der Materialträger (*c*) die Form einer Scheibe besitzt, welche in Richtung ihres Durchmessers in einen aus Federn (*h*) bestehenden Halter eingeschoben wird, wobei ein Randteil des Materialträgers durch einen Schlitz der Schutzkappe (*n*) nach außen behufs Drehung mit der Hand hindurchtritt, wobei eine oder mehrere Federn (*o*, *i*) sich gegen die Stirnflächen des Materialträgers (*c*) legen und ihn beim Einsetzen in den Halter (*h*) führen. Endlich ist dabei die Anordnung noch so getroffen, daß die das Detektormaterial (*a*) berührende Kontaktfeder (*k*) von Hand oder bei der Drehung des Materialträgers (*c*) selbsttätig vermittelst einer spiralförmigen Nut oder Rippe *s*, siehe Fig. 1) derart bewegt wird, daß ihre Kontaktspitze beliebige Punkte der Material-

Digitized by Google

oberfläche erreichen kann bzw. selbsttätig. z. B. in einer Spirallinie geführt wird.

D. R. P. 305473 derselben Firma, vom 25. Februar 1917.

Kristalldetektor mit drehbarer und leicht auswechselbarer Patrone, gekennzeichnet durch die Ausbildung der Patrone (*a*) derart, daß sie zufolge einer beim Einsetzen selbsttätig zur Wirkung kommenden Federung in zentrische Paßleisten des Lagerkörpers (*d*) eingreift, wobei der Gegenkontakt (*k*) seinerseits an einer Verbundfeder (*m*, *n*) derart gelagert ist, daß er nur Bewegungen senkrecht zur Oberfläche des Kristalls (*b*) ausführen kann (siehe Fig. 3).

D. R. P. 309530 derselben Firma, vom 8. November 1917 ab.

1. Detektor für elektromagnetische Wellen, dadurch gekennzeichnet, daß innerhalb einer patronenförmigen Schutzhülse (*h*) auf einem halbzylindrischen Fortsatz (*a'*) des außerhalb der Schutzhülse befindlichen Gewindezapfens (*g*) der wellenempfindliche, aus einem Kristall (*k*) und einer Metallspitze bestehende Kontakt derart angeordnet ist, daß die umgebogene Spitze eines mit der Achse der Patrone parallellaufenden federnden Drahtes (*v*) gegen den im genannten Fortsatz (*a'*) gelagerten Kristall (*k*) anliegt und mit diesem durch einen Kittropfen (*i*) behufs unverrückbarer Lagerung verbunden ist.

Fig. 4 und 5 zeigen eine solche Detektorpatrone in vergrößertem Maßstabe in zwei Ansichten. Ein Unteranspruch richtet sich auf eine Vorrichtung zur Einstellung der Kontaktstelle unter dem Objektiv eines Mikroskopes, ein anderer auf ein

3. Detektormagazin, bestehend aus einem Stecker (11, 12) dessen Plattform (13) eine um eine horizontale Achse (3) drehbare, mit eingeschraubten Einzelpatronen (*d*) in kreisförmiger Anordnung besetzte Scheibe (7) trägt, die mit einem gekerbten Rand (10) durch eine Öffnung der Schutzkappe (9) nach außen behufs Drehung hervortritt, siehe Fig. 6 und 7.

D. R. P. 302682, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin, vom 7. März 1917.

1. Wellenempfindliche Kontaktstelle für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß zwei hintereinander geschaltete Detektoren in einem gemeinsamen Gehäuse angeordnet sind, von denen jeweilig nur einer in den Empfangskreis eingeschaltet werden kann, während der andere durch Kurzschließen außer Betrieb gesetzt ist.

Das Kurzschließen des nicht benutzten Detektors erfolgt durch einen verschiebbaren Bügel.

Digitized by Google

D. R. P. 308659, Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin, vom 6. April 1916 ab.

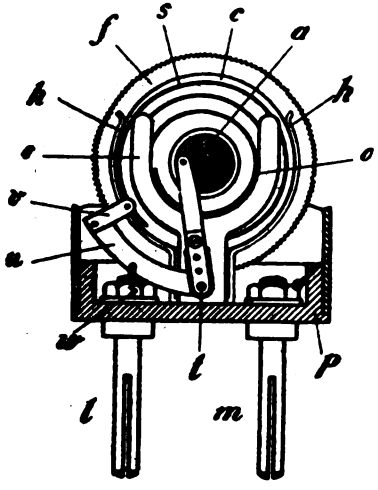


Fig. 1.

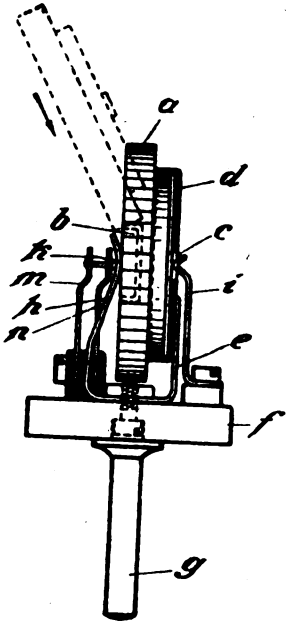


Fig. 3.

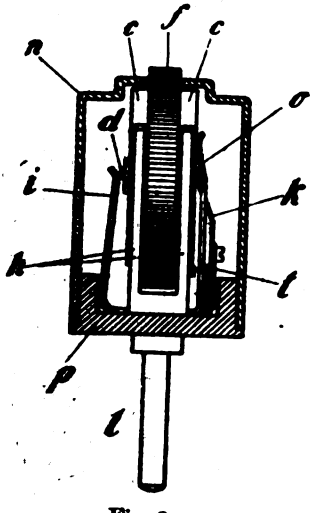


Fig. 2.

Fig. 4.

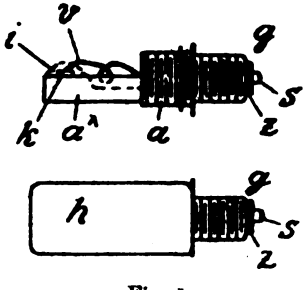


Fig. 5.

1. Empfangseinrichtung für Hochfrequenzschwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß der Vorschalt- oder Spannungsteilungswiderstand

Digitized by Google

mit seiner Regelungsvorrichtung in den Detektor selbst eingebaut ist oder mit ihm ein körperliches Ganzes bildet (siehe Fig. 8).

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß auch die Hilfsstromquelle in den Detektor selbst eingebaut ist oder mit ihm ein Ganzes bildet.

D. R. P. 304573, Firma Dr. Georg Seibt in Berlin-Schöneberg, vom 4. August 1916 ab.

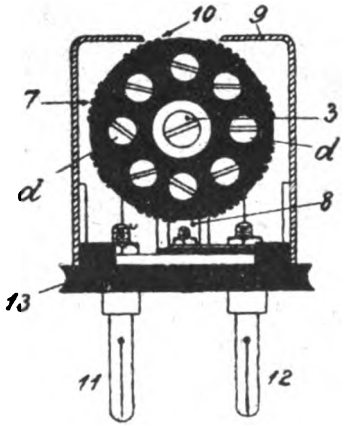


Fig. 6.

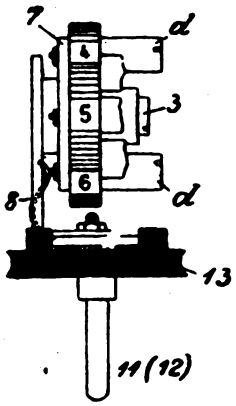


Fig. 7.

1. Einrichtung zum Nachweisen elektrischer Schwingungen mit mehreren, zu einem einheitlichen Ganzen vereinigten Kontaktdetektoren, dadurch gekennzeichnet, daß die mit drehbaren Pfannen versehenen Detektoren im Betriebe auf höchste Empfindlichkeit eingestellt werden können und ihre Einschaltung in den Hochfrequenzkreis mittels eines beweglichen Schalters erfolgt, während die Zellen selbst in Ruhe verharren.

Die wellenempfindlichen Berührungsstellen sind oberhalb und das Schaltwerk unterhalb eines isolierenden Sockels angeordnet und die das wellenempfindliche Material enthaltenden Pfannen werden mittels Zahngetriebe bewegt.

D. R. P. 297661, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin, vom 29. November 1913.

1. Hochfrequenzmaschine mit mehreren Statorwicklungen, dadurch gekennzeichnet, daß die einzelnen Statorwicklungen in gleiche Teile

Digitized by Google

zerlegt sind und je die entsprechenden Teile einander parallel und die so gebildeten Gruppen unter Zwischenschaltung von Kondensatoren in Serie geschaltet sind zwecks Verringerung der Ausgleichströme und der resultierenden Spannung.

2. Hochfrequenzmaschine nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch Anbringen einer Erdung in der Mitte der Gruppen.

D. R. P. 298760, C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin, vom 18. Februar 1915. Zusatz zum Patent 254441.

Anordnung zur Befestigung von Blechsegmenten auf dem Rotorkörper von Hochfrequenzmaschinen unter Benutzung eines Läufers nach Patent 254441, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Einpassung des Sternes in die einzelnen, bei auftretenden Fliehkräften auf Zug beanspruchten dünnen Rotorsegmente die Arme des Nabenkörpers geschlitzt sind, um die einzelnen federnden Arme besonders spannen zu können.

D. R. P. 305955, Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin, vom 25. Januar 1917.

Hochfrequenzmaschine mit Turbinenantrieb, dadurch gekennzeichnet, daß Turbinenkörper, Magnetrad und Welle aus einem Stück bestehen.

Hierdurch wird bezweckt, die Baulänge der Maschine infolge Wegfallens von Kupplungen zwischen den beiden räumlich getrennten umlaufenden Maschinenteilen und die Durchbiegung der Welle auf ein Mindestmaß herabzusetzen.

D. R. P. 299822 derselben Firma, vom 23. Juni 1916. Unionspriorität vom 22. Juni 1915 auf Grund der Anmeldung in den Vereinigten Staaten von Amerika.

1. Hochfrequenzmaschine vom Induktortyp, dadurch gekennzeichnet, daß beim Umlauf des Läufers die Zahl der jedem Ständerzahn gegenüberliegenden Induktorpole zwischen $\frac{n+1}{2}$ und $\frac{n-1}{2}$ schwankt, wobei n eine ungerade Zahl größer als 1 ist und die gewünschte Erhöhung der Frequenz bedeutet.

Fig. 9 zeigt in schematischer Weise eine Abwicklung der Ständerschlitze und -zähne und der Induktorpole. Der Läufer trägt zur Verringerung der Ankerrückwirkung eine Kurzschlußwicklung, die durch zwischen den Induktorpolen liegende, untereinander entsprechend leitend verbundene, nichtmagnetische Füllstücke gebildet wird.

D. R. P. 291071, C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin, vom 5. April 1914.

1. Verfahren und Schaltungsanordnung zur Konstanthaltung der Tourenzahl von elektrischen Maschinen, insbesondere Hochfrequenz-

Digitized by Google

maschinen dadurch gekennzeichnet, daß bei Verwendung zweier normaler, in Serie geschalteter Transformatoren, von denen der eine auf den Nutzstromkreis (Antenne), der andere auf den Ersatzwiderstand arbeitet, durch wahlweises Kurzschließen ein allmähliches Umschalten ohne Leistungsunterbrechung erfolgt.

Zu diesem Zweck können entweder, wie in Fig. 10 dargestellt, die Sekundärwicklungen der Transformatoren oder gemäß der Schaltung

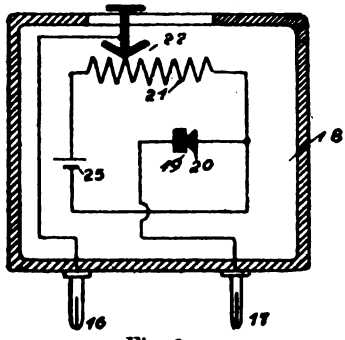


Fig. 8.

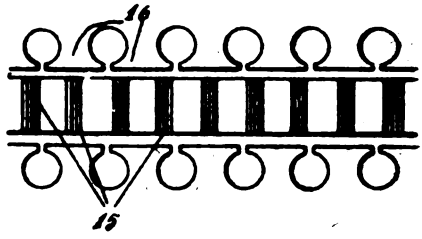


Fig. 9.

nach Fig. 11 die Primärwicklungen der Transformatoren wahlweise kurzgeschlossen werden.

D. R. P. 309770 derselben Firma, vom 3. April 1914 ab.

1. Einrichtung zur Frequenzverdopplung, dadurch gekennzeichnet, daß in Schwingungskreisen, in welchen der Stromfluß durch einen Funken-, Lichtbogen-, Glimmlicht- oder sonstigen Unterbrecher ausgelöst wird, ein oder mehrere mit Gleichstrom bis nahe zur Sättigungsgrenze erregte Eisentransformatoren verwendet werden, welche zwischen dem durch den Unterbrecher erregten Primärkreis oder einem von diesem Kreise erregten Schwingungskreis und dem Nutzstromkreis, evtl. unter Zwischenschaltung weiterer Kreise, angeordnet sind.

D. R. P. 311424, Gleichrichter-Aktiengesellschaft in Glarus, Schweiz, vom 26. Februar 1918 ab.

1. Einrichtung zur Frequenzvermehrung gebildet durch Reihenschaltung mehrerer Gruppen von Transformatoren und elektrischen Ventilen oder Gleichrichtern, dadurch gekennzeichnet, daß mehrere Ventile oder Gleichrichter einen gemeinsamen Pol besitzen.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, zur Erzielung 2*facher Frequenz, gekennzeichnet durch die Verwendung eines einzigen Quecksilberdampf-

Digitized by Google

Gleichrichters mit $2n$-Anoden und gemeinsamer Kathode (siehe Fig. 12 und Fig. 13).

D. R. P. 300851, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie G. m. b. H. in Berlin, vom 12. Juli 1913. Unionspriorität vom

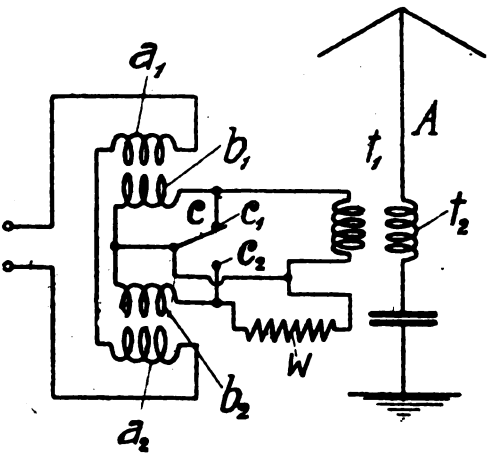


Fig. 10.

27. Dezember 1912 auf Grund der Anmeldung in den Vereinigten Staaten von Amerika beansprucht.

Anordnung zur Herstellung einer arithmetischen Reihe von Frequenzstufen bei Verwendung einer Hochfrequenzmaschine mit frequenzsteigernden Transformatoren, gekennzeichnet durch eine derartige Vereinigung von Frequenztransformatoren und Abstimmungsvorrichtungen, daß aus der Grundperiode v die Stufe $v \cdot 2^n$ (z. B. die zweite, vierte achte) durch aufeinanderfolgende Verdoppelungen, die Stufen $(2n+1)v$ durch Herausfiltrieren geeigneter Oberschwingungen, die übrigen geradzahligen Stufen durch eine Verbindung beider Verfahren erzeugt werden können.

D. R. P. 306269, derselben Gesellschaft, vom 7. März 1917 ab.

1. Hochfrequenzmaschinensender mit Frequenzsteigerungstransformatoren für drahtlose Telegraphie und Telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß die Hauptschalter für den Hochfrequenzmaschinenstrom, den Gleichstromkreis der Frequenztransformatoren und die Erregerkreise der Hochfrequenzmaschine und Gleichstrommaschine so voneinander abhängig gemacht sind, daß beim Einschalten der Anlage zuerst der Hochfrequenzstrom, dann der Magnetisierungsstrom für die Trans-

Digitized by Google

formatoren, dann die Erregung der Gleichstrommaschine und zuletzt die Hochfrequenzerregung eingeschaltet werden, während beim Ausschalten die umgekehrte Reihenfolge eingeschaltet wird.

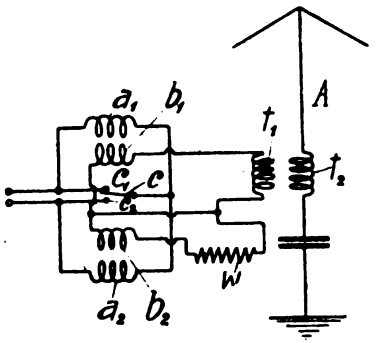


Fig. 11.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß auch die Erregungen der Hilfsmagnetisierungsdynamo und der Hochfrequenz-

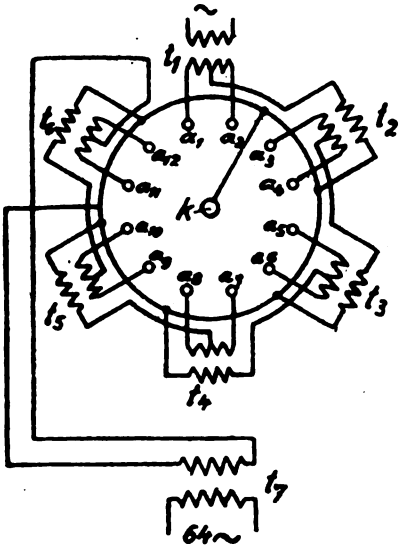


Fig. 12.

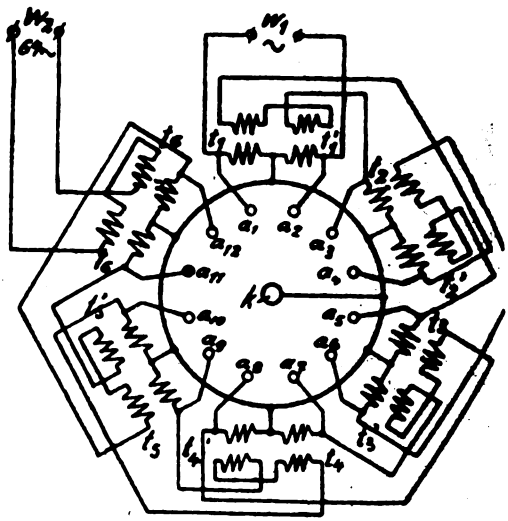


Fig. 13.

maschine zwangläufig in einem solchen Verhältnis stehen, daß der Hochfrequenzstrom über einen dem jeweiligen Verdopplungszustand

Digitized by Google

der Frequenztransformatoren entsprechenden Betrag nicht hinauswachsen kann.

D.R.P. 310230, Robert Bosch Akt.-Ges. in Stuttgart, vom 2. Juni 1917 ab.

Tastverfahren beim Arbeiten mit Mittelfrequenzmaschinen, die ein gemeinsames Feld für Gleich- und Wechselstrom haben, dadurch gekennzeichnet, daß bei geöffnetem Taster ein größerer Vorschaltwiderstand in den Erregerstromkreis eingeschaltet ist als bei niedergedrücktem Taster.

D.R.P. 305317, Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin, vom 27. Februar 1916, Unionspriorität 2. März 1915, Vereinigte Staaten von Amerika.

1. Einrichtung zur Erzeugung von Wechselstrom, insbesondere von Hochfrequenzströmen mittels eines Entladungsgefäßes mit einer Glühkathode, einer Anode und einer vorzugsweise gitterförmigen Hilfselektrode und mit kapazitiver oder induktiver loser Kopplung zwischen dem Anodenkreis, welcher die die elektrische Energie liefernde Stromquelle enthält, und dem Gitterkreis, dadurch gekennzeichnet, daß dem Gitterkreis des Entladungsgefäßes der Anodenkreis eines zweiten Entladungsgefäßes parallel geschaltet ist und die Spannung des Gitterkreises des letzteren in an sich bekannter Weise in Übereinstimmung mit den zu übertragenden Tonwellen verändert wird.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der Gitterkreis des ersten und der Anodenkreis des zweiten Entladungsgefäßes über einen Widerstand parallel geschaltet sind, um die Beeinflussung der Frequenz der erzeugten Schwingungen durch die schwankende Stärke der Tonwellen zu verringern (siehe Fig. 14).

D.R.P. 308202, derselben Firma, vom 21. November 1915, Unionspriorität 20. November 1914, Vereinigte Staaten von Amerika.

1. Einrichtung zur Beeinflussung elektrischer Schwingungen, insbesondere für die drahtlose Telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß im Antennenkreis in bekannter Weise eine Drosselspule angeordnet ist, deren Induktanz durch eine Hilfserregung geregelt wird, und daß zur Speisung dieser Hilfserregung nicht die Telephonströme unmittelbar sondern von ihnen beeinflußte verstärkte Ströme dienen.

Fig. 15 zeigt beispielsweise eine derartige Schaltungsanordnung, bei der ein Elektronenentladungsrelais zur Verstärkung dient. Die Verstärkung der Telephonströme kann auch durch Selbstverstärkung bewirkt werden, indem die Energie für die verstärkten Ströme ganz oder teilweise dem Antennenkreise selbst entnommen wird. Die durch

Digitized by Google

die Hilfserregung regelbare Drosselspule kann anstatt in Reihe mit der Antenne auch in Nebenschluß zu ihr liegen.

D. R. P. 308203, derselben Firma, vom 23. August 1916 ab, Unionspriorität Amerika vom 23. August 1915.

Sendeeinrichtung für die drahtlose Telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß die Stärke der in bekannter Weise durch ein Entladungsgefäß zufolge der Koppelung seines Anoden- und Gitterkreises erzeugten, ungedämpften Schwingungen von Telephonströmen abhängig

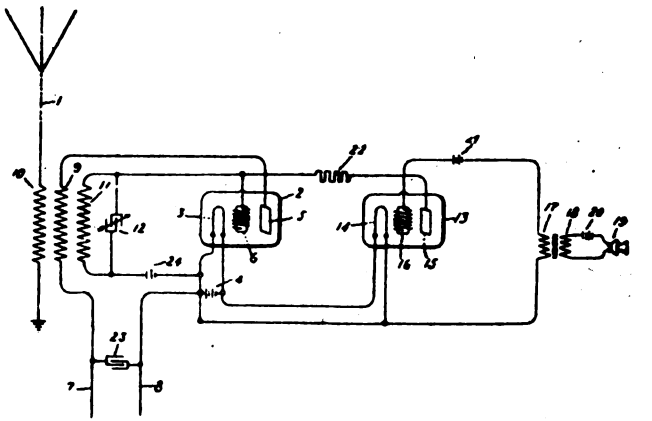


Fig. 14.

gemacht ist, indem der Anodenkreis außer von einer unveränderlichen Spannung noch von einer Spannung gespeist wird, die durch Telephonschwingungen unmittelbar oder nach ihrer Verstärkung erzeugt wird, oder indem der Anodenkreis nur von einer solchen von Telephonströmen abhängigen Spannung gespeist wird.

D. R. P. 308204, derselben Firma, vom 11. Januar 1917, Unionspriorität Amerika vom 10. Januar 1916. Zusatz zum Patent 298622, vgl. den Bericht über dieses Hauptpatent im Jahrbuch 12, 484—487, sowie das ältere Zusatzpatent 299312 zum gleichen Hauptpatent, vgl. hierzu Jahrbuch 12, 487—489.

1. Eine Abänderung der Einrichtung zur drahtlosen Übermittlung von Zeichen, insbesondere Tönen, nach Patent 298622, dadurch gekennzeichnet, daß das Elektronenentladungsgefäß im Sekundärkreis eines Transformators liegt, dessen Primärwicklung die im Antennenkreis liegende, zur Abstimmung dienende Drosselspule bildet (siehe Fig. 16).

Digitized by Google

Unteransprüche beziehen sich darauf daß der Sekundärkreis des Transformators als Schwingungskreis ausgebildet und auf die Antennenfrequenz abgestimmt ist, und daß weiterhin beide mit dem Sekundärkreis verbundenen Elektroden des Entladungsgefäßes als Glüh-

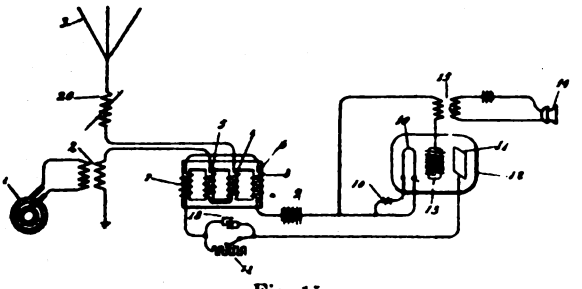


Fig. 15.

elektroden ausgebildet sind, um aus dem Antennenkreis während jeder Halbwelle Energie ablenken zu können.

D.R.P. 310278, derselben Firma. vom 31. August 1916, Unionspriorität Amerika vom 30. August 1915.

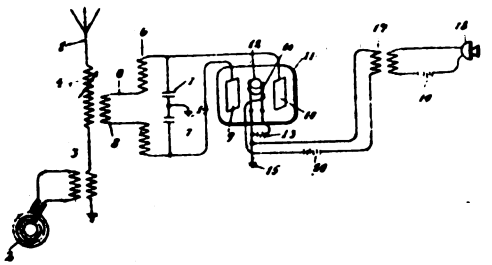


Fig. 16.

1. Elektrisches Entladungsgefäß mit Glühkathode und Hilfselektrode, welche von den von der Glühkathode ausgehenden Elektronen getroffen werden kann, dadurch gekennzeichnet, daß die Hilfselektrode jenseits der Anode angeordnet, und daß zwischen die Glühkathode und die Hilfselektrode eine Spannung von solchem Wert angelegt ist, daß sich bei Schwankungen in der Spannung der Strom der Hilfselektrode im umgekehrten Sinne ändert und das Entladungsgefäß als negativer Widerstand wirkt.

2. Einrichtung für die Verstärkung elektrischer Spannungsschwankungen unter Benutzung eines Entladungsgefäßes nach Anspruch 1,

Digitized by Google

dadurch gekennzeichnet, daß letzteres mit einem positiven Widerstand von zweckmäßig annähernd gleicher absoluter Größe in Reihe geschaltet ist.

D. R. P. 310453, derselben Firma, vom 8. November 1916, Unionspriorität Amerika vom 8. November 1915. Zusatz zum vorstehenden Hauptpatent 310278.

Elektrisches Entladungsgefäß mit Glühkathode und Hilfselektrode nach Patent 310278, dadurch gekennzeichnet, daß zu dem als negativen Widerstand wirkenden Entladungsgefäß ein positiver Widerstand

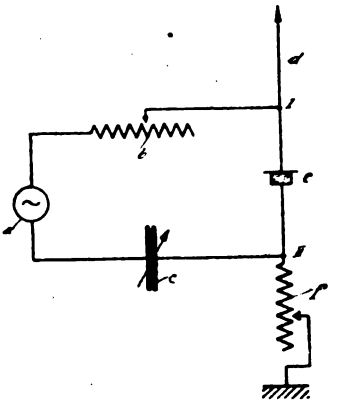


Fig. 17.

von zweckmäßig annähernd gleicher absoluter Größe parallel geschaltet ist und beiden zusammen die zu verstärkenden Strom-, Spannungs- bzw. Energieschwankungen aufgedrückt werden.

Vgl. zu diesen beiden Patenten den Aufsatz von Hull im Jahrbuch **14**, Heft 1 und 2.

D. R. P. 293843, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., vom 22. Dezember 1912.

1. Schaltungsanordnung für drahtlose Telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß das Mikrophon derart in die Antenne eingeschaltet wird, daß es die Abstimmung der vor der Einschaltung für sich auf die Betriebsperiodenzahl abgestimmten Antenne nicht ändert und an einen Erregerkreis angeschlossen ist, welcher einen konstanten Hochfrequenzstrom führt, so daß zwischen dem Erregerkreis und der Antenne eine reine, durch das Mikrophon bewirkte Widerstandskopplung besteht (siehe Fig. 17).

Digitized by Google

Unteransprüche beziehen sich darauf, daß die auf die Widerstandsverzweigung (Mikrophon, Antenne) einwirkenden hochfrequenten Schwingungen durch statische Frequenzumwandler erzeugt werden, und daß zur Hervorbringung möglichst großer Spannungsschwankungen zwischen

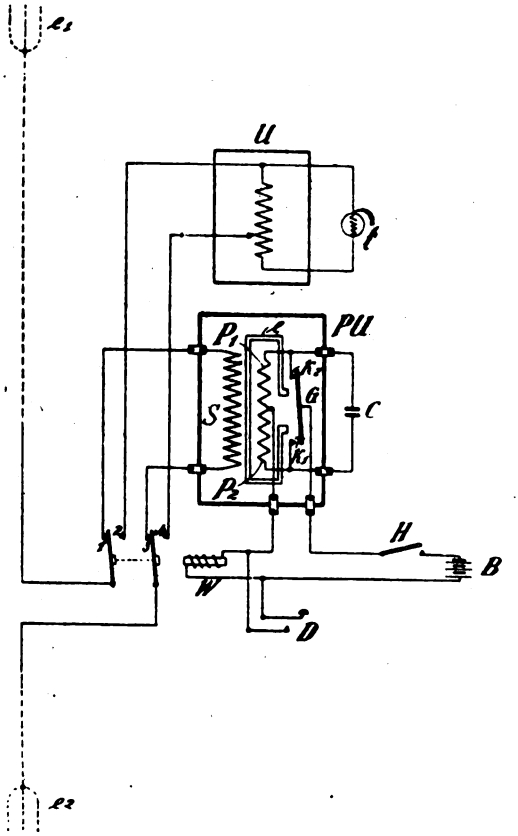


Fig. 18.

den Verzweigungspunkten (I, II) in den Hochfrequenzkreis ein Widerstand eingeschaltet wird.

D. R. P. 293072, Erwin Falkenthal in Berlin-Friedenau, vom 14. Dezember 1915. Zusatz zum Zusatzpatent 290070, siehe dieses Jahrb. **10**, 509, und das zugehörige Hauptpatent 283376 Jahrb. **10**, S. 294.

Digitized by Google

Sendestation für Wechselstrom-Telegraphie mit einem durch Gleichstrom betriebenen Polwechsler (Pendelumformer) nach Patent 290 070, dadurch gekennzeichnet, daß der zwischen den Arbeitslagen des Sendeschalters (Morsetaste *D*) den Gleichstromkreis des Umformers (*P*) geschlossen haltende Widerstand (*W*) zugleich die Wicklung eines Relais bildet, dessen Anker, wenn angezogen, die Antennenleitung (e_1, e_2) von den Sendevorrichtungen (*P U, D*) ab- und auf die Empfangsvorrichtungen (*U, t*) schaltet (siehe Fig. 18).

D. R. P. 306268, Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin, vom 10. August 1916. Zusatz zu dem vorstehend erwähnten Hauptpatent 283 376 (Jahrb. 10, 294).

1. Elektromagnetischer Selbstunterbrecher für eine radiotelegraphische Station nach Patent 283 376, dadurch gekennzeichnet, daß der

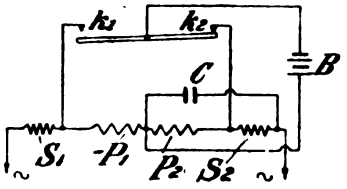


Fig. 19.

die Frequenz der Ankerschwingung besitzende Schwingungskreis aus der Gleichstromwicklung (P_1, P_2) des Unterbrechers oder einem Teil derselben, ferner einem Kondensator (*C*) und der in Sparschaltung angeordneten Sekundärwicklung (S_2) oder einem Teil derselben hergestellt wird (siehe Fig. 19).

Unteransprüche richten sich darauf, daß der den Schwingungskreis gemäß Anspruch 1 bildende Kondensator in einem galvanisch getrennten Sekundärkreis (z. B. dem Nutzstromkreis) des Unterbrechers in ausschließlich magnetischer Kopplung mit dem aus den Gleichstromwicklungen bestehenden Primärkreis angeordnet ist, und daß in Reihe mit dem Kondensator eine regelbare Selbstinduktion behufs Ergänzung der Selbstinduktion der Unterbrecherwicklung bis zur erforderlichen Eigenschwingung des diese Teile enthaltenden Kreises eingefügt ist.

D. R. P. 299878, Egbert von Lepel in Berlin Wilmersdorf, vom 8. April 1913.

1. Verfahren zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen aus Gleichstrom durch Ladung und Entladung oder Umladung eines

Digitized by Google

Blockkondensators aus einem durch die Gleichstromquelle gespeisten Kondensator mit Hilfe einer rotierenden oder vibrierenden oder künstlich gezündeten Umladevorrichtung, dadurch gekennzeichnet, daß man beiden Kondensatoren Kapazitäten gleicher Größenordnung verleiht und den Speisekreis derart auf den Rhythmus der Funkenfolge abstimmt, daß die beim Spannungsausgleich beider Kondensatoren frei werdende Hochfrequenzenergie und somit auch die der Stromquelle entzogene Energie dem Quadrat der doppelten Speisespannung entspricht.

2. Verfahren nach Anspruch 1 unter Verwendung von Funkenstrecken periodisch veränderlichen Elektrodenabstandes, dadurch gekennzeichnet, daß zur Entlastung der periodisch veränderlichen Funkenstrecken Entladestrecken vorgeschaltet werden, die zum Teil unveränderlichen Elektrodenabstandes sind.

3. Verfahren nach Anspruch 1, wobei die Funkenstrecken aus ruhenden oder aus glatten rotierenden Elektroden bestehen und durch künstliche Zündung oder Zündverhinderung periodisch überbrückt werden, dadurch gekennzeichnet, daß die Schwingungszahl des Speisekreises gleich oder ein einfacher Bruchteil der Schwingungszahl des Hochfrequenzkreises ist. (Vgl. hierzu den Bericht über das denselben Gegenstand betreffende Schweizer Patent 72 778, Jahrb. **12**, 100—103).

D. R. P. 301 135, desselben Erfinders. Zusatz zum vorstehenden Hauptpatent, vom 14. Dezember 1913.

Anordnung zur Erzeugung elektrischer Hochfrequenzschwingungen durch Ladung und Entladung oder Umladung eines Blockkondensators mittels rotierender oder vibrierender Umschaltefunkenstrecken nach Patent 299 873, wobei zur Entlastung derselben andere Funkenstrecken vorgeschaltet sind, dadurch gekennzeichnet, daß die Vorschaltefunkenstrecken ganz oder angenähert gleiche Löschcharakteristik und Kapazität haben wie die Umschaltefunkenstrecken.

D. R. P. 300 840, Firma „Erforschung des Erdinnern" G. m. b. H., Geschäftsstelle Göttingen, vom 19. Januar 1916. Zusatz zum Hauptpatent 289 398, vgl. dieses Jahrb. **10**, 508.

Löschfunkenstrecke mit hoher Eigenkapazität zur direkten Erregung einer Marconi-Antenne nach Patent 289 398, dadurch gekennzeichnet, daß ein Kondensator mit hochwertigem Dielektrikum zur Ausbildung von Löschfunken geeignete Aussparungen erhält.

In Fig. 20 und 21 sind zwei Ausführungen beispielsweise dargestellt. Die stark ausgeführten Platten eines Kondensators mit hochwertigem Dielektrikum erhalten im Innern oder am Rande geeignete Aussparungen, die an den Stellen *F* der Fig. 20 und 21 die Ausbildung von Lösch-

Digitized by Google

funken ermöglichen. Auch bei Serienschaltung der Kondensatorflächen AA, BB, CC bleibt die Kapazität des Kondensators angesichts der großen Flächen, des geringen Abstandes derselben und der hohen Dielektrizitätskonstante (z. B. bei Verwendung von Glimmer) eine für den angestrebten Effekt genügend hohe.

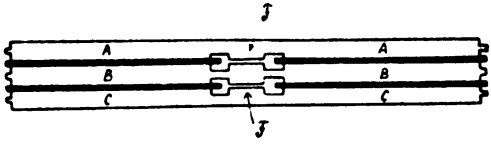


Fig. 20.

D.R.P. 306888, C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin, vom 9. Dezember 1917.

1. Verfahren zur Konstanthaltung der Leistung radiotelegraphischer Stationen mit Serienfunkenstrecke, dadurch gekennzeichnet, daß die Serienfunkenstrecke von einer in ihrer unmittelbaren Nähe angeordneten Hilfsfunkenstrecke, welche der Serienfunkenstrecke parallel geschaltet

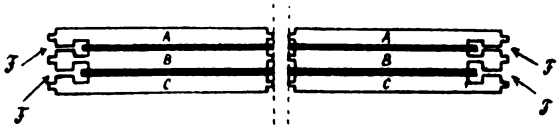


Fig. 21.

ist, bestrahlt wird, und die Hilfsfunkenstrecke derart eingestellt ist, daß bei kalter Serienfunkenstrecke die Hilfsfunkenstrecke eine kleinere Einsatzspannung hat als die Hauptfunkenstrecke, bei ionisierter Funkenstrecke dagegen die Hilfsfunkenstrecke aussetzt.

2. Einrichtung zur Ausführung des Verfahrens nach Anspruch 1 dadurch gekennzeichnet, daß die Hilfsfunkenstrecke in den Rahmen der Serienfunkenstrecke eingesetzt ist und beim Einsetzen die Serienfunkenstrecke ionisiert. Fig. 22 zeigt diese Einrichtung.

D.R.P. 296815, Peder Olaf Pedersen in Frederiksberg, Dänemark, vom 22. November 1913.

1. Generator für hochfrequente Ströme des Bogentypus mit mehreren Entladungsstrecken mit verschiedenen parallel geschalteten Kathoden in einem und demselben Schwingungskreis, dadurch gekennzeichnet, daß ein Bogenwechsel mittels Unterbrecher bewirkt wird.

2. Generator für hochfrequente Ströme nach Anspruch 1, dadurch

Digitized by Google

gekennzeichnet, daß die Unterbrecher mit den betreffenden Bögen in Reihe geschaltet sind.

3. Generator für hochfrequente Ströme nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Unterbrecher mit den betreffenden Bögen parallel geschaltet sind.

Fig. 23 zeigt die Schaltungsanordnung für Parallelschaltung, Fig. 24 für Reihenschaltung der Bögen *a* und *b* mit den Unterbrechern

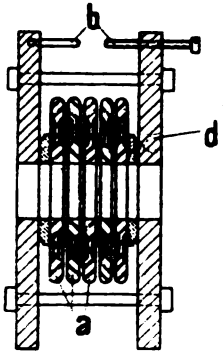


Fig. 22.

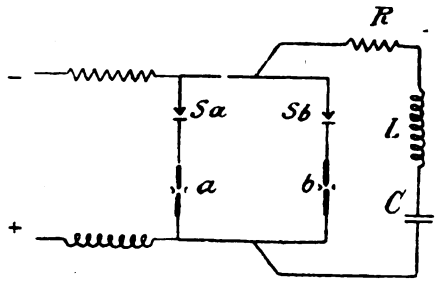


Fig. 23.

Sa und *Sb*. Durch den Bogenwechsel soll bewirkt werden, daß der einzelne Bogen eine hinreichend lange Abkühlungszeit bekommt. (Vgl. hierzu überdies Jahrb. 11, 460—463.)

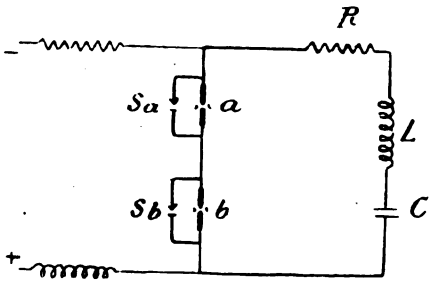


Fig. 24.

D. R. P. 293872, C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin, vom 28. Mai 1913.

Schaltungseinrichtung für drahtlose Nachrichtenübermittlung, insbesondere für Stoßerregung unter Benutzung einer Serienschaltung

Digitized by Google

zweier Funkenstrecken, von denen die eine die Löschwirkung gewährleistet, dadurch gekennzeichnet, daß mit einer als Einsatzfunkenstrecke dienenden rotierenden Einfach- oder Mehrfachfunkenstrecke, die selbst keine genügende Löschwirkung hat, eine ruhende Serienlöschfunkenstrecke in Reihe geschaltet ist, um eine gleichmäßige Funkenfolge mit Löschwirkung zu erzielen.

D. R. P. 290223, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin, vom 23. August 1913.

1. Tönender Löschfunkensender für verschiedene Energie- und Tonstufen, dadurch gekennzeichnet, daß mit einem Schalter zum Einschalten oder Kurzschließen einer verschiedenen Anzahl von Funkenstrecken zwangläufig bestimmte, zu den Funkenstreckengruppen zugeordnete Widerstandsstufen im Erregerkreis der Maschine ein- und ausgeschaltet werden, die so bemessen sind, daß die zu einer gewissen Energie- und Tonstufe bei bestimmter Umdrehungszahl der Maschine passende Speisespannung sich automatisch einstellt zwecks Erzielung eines reinen Tones bei jeder Einstellung ohne Nachregulierung.

2. Tönender Löschfunkensender nach Anspruch 1 dadurch gekennzeichnet, daß auch im Stoßkreis abgestufte Widerstände vorgesehen sind, die zugleich mit den Erregerwiderständen durch den Kurzschlußschalter den Funkenstreckengruppen entsprechend ein- und ausgeschaltet werden.

3. Tönender Löschfunkensender nach Anspruch 1 und 2, gekennzeichnet durch mehrere Widerstandssätze, von denen jeder für eine andere Tonoktave bestimmt ist.

D. R. P. 295761, Polyphos Elektrizitäts-Ges. m. b. H. in München, vom 27. Februar 1913.

1. Verfahren zur Erzeugung elektrischer Wellen für drahtlose Telegraphie, Telephonie u. dgl. mittels Glimmlichtentladung, dadurch gekennzeichnet, daß der Gasdruck im Generator so weit erhöht wird, daß bei der verwandten Betriebsstromstärke eine fallende Stromspannungskurve erreicht wird.

Unteransprüche richten sich darauf, daß Oberschwingungen des Glimmlichtgenerators zur Erzeugung der elektrischen Wellen benutzt werden, daß durch Benutzung gleichabständiger Elektroden Stromlinien konstanter Länge erzeugt werden, daß als Elektroden konzentrische Metallzylinder verwendet werden, daß Elektroden verwandt werden, die mit dem Gasinhalt keine oder leitende Verbindungen bilden, und endlich, daß die Anode dicht an das negative Glimmlicht herangesetzt wird, ohne es jedoch zu berühren.

Digitized by Google

D. R. P. 308233, Alphonse Kowalski in Freiburg, Schweiz, vom 15. Juli 1917. Unionsprioritäten der Schweiz vom 25. Juli 1916 und 2. Juni 1917.

1. Funkenstrecke für Stoßerregung und hohe Funkenfrequenz mit röhrenförmigen, axial übereinander angeordneten Elektroden, von denen die eine mit Zwischenraum von einem Isolierrohr umgeben ist und durch welche hindurch je ein Luftstrom gegen die andere Elektrode strömt, dadurch gekennzeichnet, daß das obere Ende des Isolierrohres mit dem unteren Ende der oberen Elektrode bündig ist und daß der innere Luftstrom den äußeren derart überwiegt, daß der Funke zwischen den beiden Elektroden, von zwei Luftströmen geführt, vorerst gegen die Wand des Isolierrohres und, ohne dieses berührt zu haben, quer zum stärkeren Luftstrom auf die andere Elektrode überspringt.

2. Funkenstrecke nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß das untere Ende der oberen Elektrode ausgehöhlt und mit einem nach außen vorspringenden, scharfen Rand versehen ist.

D. R. P. 307506, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin, vom 7. März 1917.

1. Unterbrecher für hohe Unterbrechungszahlen, insbesondere für drahtlose Telegraphie, bei welchem der schwingende Kontaktteil an einer auf hohe Schwingungszahl abgestimmten Feder befestigt ist, dadurch gekennzeichnet, daß der Gegenkontakt von einer Feder getragen wird, die eine noch höhere Schwingungszahl besitzt und durch besondere Mittel gedämpft wird.

2. Unterbrecher nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch eine schnellschwingende, den Gegenkontakt tragende Feder, welche an einem Ende eingespannt ist und mit ihrem anderen Ende gegen eine Masse aus weichem Material gedrückt wird.

D. R. P. 310678, Gottfried Klitzsch in Lauchhammer, Provinz Sachsen, vom 9. August 1918.

Galvanograph zur Ortsbestimmung mittels gerichteter Wellentelegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß die größte Lautstärke eines Richtungssenders von ihm vermittelst eines Galvanoskops auf ein Kurvenblatt übertragen wird, dessen Ordinaten die Grade von $0 + 360^0$, dessen Abszissen die Lautstärke darstellen, und welches auf einer Trommel befestigt ist, welche sich mit derselben Geschwindigkeit wie der Richtungssender dreht und sich nach jeder Drehung axial verschiebt.

Digitized by Google

Literaturverzeichnis.

Abraham, M., Arch. f. Elektrot. 8 (1), S. 42, 1919. Berechnung des Durchgriffs von Verstärkerröhren.

Abraham, H. et E. Bloch, C. R. 168 (22), S. 1105, 1919. Sur la mesure en valeur absolue des périodes des oscillations électriques de haute fréquence.

Appleton, E. V., Wireless World 6 (70), S. 538, 1919. The Oscillating Valve.

Böning, P., Helios 25 (29), S. 229, 1919. Ein innerdeutsches Funknetz.

Broemser, Ph., Telegr. u. Fernspr.-Technik 8 (1), S. 6, 1919. Theoretische Grundlagen zur Konstruktion zweckmäßiger Mikrophone.

Campbell, N., Phil. Mag. 37 (221), S. 481, 1919. Notes on the Break of a Magneto or Induction-Coil.

Eccles, W. H., Proc. Phys. Soc. 31, S. 187, 1919. Vektor Diagrams of some Oscillatory Circuits Used with Thermoionic Tubes.

— and **F. W. Jordan**, ebenda, S. 151. A Small Direct-current Motor Using Thermoionic Tubes Instead of Sliding Contacts.

Elektrot. Ztschr. 40 (16), S. 180, 1919 (Ref. Technique Moderne Bd. 10, S. 483). Der Fernsprechverstärker in den Vereinigten Staaten.

— ebenda, S. 181 (Ref. Ann. d. Post. Telegr. et Teleph. 1918, Heft 1). Plan eines panamerikanischen Funkennetzes.

— ebenda (23), S. 269. Die neuen Fabrikanlagen der C. Lorenz A. G. in Berlin-Tempelhof.

— ebenda (30), S. 366 (Ref. El. World 71, S. 502). Verfahren zur Messung von Dielektriken.

Epstein, P. S., Verh. d. D. Phys. Ges. 21 (5/6), S. 85, 1919. Zur Theorie der Raumladungserscheinungen.

Gutton, M., Bull. Soc. Fr. des El. 9 (80), S. 323, 1919. Les récents progrès de la téléphonie sans fil.

Guye, C. E., C. R. séances soc. de phys. de Genève 20, Dez. 17. [Arch. sc. phys. et nat. 44 (4), 12, S. 489]. Théorie de la rotation de la décharge électrique sous l'influence d'un champ magnétique.

Hahnemann, W. und **H. Hecht**, Phys. Ztschr. 20 (11), S. 245, 1919 Schallgeber und Schallempfänger. II.

Helios 25 (12), S. 95, 1919 (Ref. J. Williams, Electrician 81, S. 253, 1918). Neue Methode zur Messung von Wechselströmen und elektrischen Schwingungen.

— ebenda (28), S. 221. Stromleitung im Erdreich und Erdungen.

Hennig, Berlin 1919. Überseeische Telegraphie und auswärtige Politik.

Höpfner, Telegr. u. Fernspr.-Technik, 3. Sonderheft 1919. S. 74. Über Fernsprechverstärker.

— ebenda, 4. Sonderheft 1919, S. 119. Über Wechselstrommessungen.

Huizinga, M. J., Diss. Groningen, 47 S. (Holländisch). Die unipolare Leitung der Kristalldetektoren.

— Hand. XVI. Ned. Nat.-en Gen. Congres. s'Gravenhage 1917, S. 136. (Holländisch.) Die Wirksamkeit der Kristalldetektoren.

Jaeger, Telegr. u. Fernspr.-Technik 8, S. 22, 36, 1919. Die deutsche Funkentelegraphie im Kriege.

Digitized by Google

Journal télégraphique 42, S. 5, 18, 1918. La radiotélégraphie et la sauvegarde de la vie humaine en mer.
— ebenda 53 (3), S. 33, 1919 (Suite et fin). La télégraphie sans fil et la sécurité de la navigation maritime.
Kunert, Telegr. u. Fernspr.-Technik 7 (23/24), S. 89, 1918. Verstärkerröhren im Telegraphenbetriebe.
Laue, M. v., Phys. Ztschr. 20 (9), S. 202, 1919. Läßt sich die Clausius-Clapeyronsche Gleichung auf die Glühelektronen anwenden?
— Jahrb. d. Radioakt. u. Elektron. 15 (3), S. 205, 1918. Glühelektronen.
— ebenda S. 257. Die Entropiekonstante der Glühelektronen.
— ebenda (4), S. 301. Die Rolle der Bildkraft in der Thermodynamik der Glühelektronen.
Martin, M. J., Wireless World 6 (69), S. 509, 1918. The Design and Construktion of Apparatus for the Wireless Transmission of Photographs.
Meissner, A., Telegr. u. Fernspr.-Technik 8 (4), S. 45, 1919. Über die drahtlose Telephonie.
— Naturwissensch. 7 (26), S. 464, 1919. Ref. über J. Wiesent, Die Fortschritte der drahtlosen Telegraphie und ihre physikalischen Grundlagen.
Möller, H. G., Arch. f. Elektrot. 8 (1), S. 46, 1919. Über Messungen an Elektronenröhren.
Mühlbrett, K., ebenda S. 32. Vakuumröhren als Verstärker und Schwingungserzeuger.
Nesper, E., Helios 25 (28), S. 217, 1919. Drahtloser Verkehr in Konkurrenz mit Draht- und Kabeltelegraphie.
Oettingen, A. v., Ber. über d. Verh. d. Ges. d. Wissensch. zu Leipzig, Math.-phys. Kl., 70 (III), S. 353, 1918. Nachruf für B. W. Feddersen.
Pol, B. van der, jun., Elektrot. Ztschr. 40 (15), S. 169, 1919 (Ref. Electrician 81, S. 432). Über den Wert der Leitfähigkeit von Seewasser für Ströme mit der in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen Frequenz.
Schenkel, M., Elektrot. Ztschr. 40 (28), S. 333, 1919. Eine neue Schaltung für die Erzeugung hoher Gleichspannungen.
Schorr, R., und **F. Dolberg**, Ztschr. f. Instr.-Kde. 39 (5), S. 157, 1919. Erwiderung auf den Aufsatz von B. Wanach „Ein neuer Signalgeber für die internationalen funkentelegraphischen Zeitsignale."
Schottky, W., Arch. f. Elektrot. 8 (1), S. 1, 12, 1919. Über Hochvakuumverstärker (Teil I und II).
— Verh. d. D. Phys. Ges. 21, S. 161, 1919. Selbstreferat über den Vortrag „Über Hochvakuumverstärker" am 24. Januar 1919.
— Phys. Ztschr. 20 (10), S. 220, 1919. Weitere Bemerkungen zum Elektronendampfproblem.
Sörensen, A. S. M., Elektrot. Ztschr. 40 (21), S. 283, 1919. Radiogroßstation Eilvese (Hannover).
Telefunken-Ztg. 3 (15), S. 7, 1919. Aus dem Entwicklungsgang der drahtlosen Technik.
— ebenda S. 11. Telefunken im deutschen Heere.
— ebenda S. 35. Berlin-Königswusterhausen, die Großstation der deutschen Heeresverwaltung.
— ebenda S. 38. Pola, die Großstation der österreichischen Heeresverwaltung.

Digitized by Google

Telefunken-Ztg. 3 (15), ebenda S. 41. Osmanié, die Großstation der türkischen Heeresverwaltung.
Telegr. u. Fernspr.-Technik 8 (2), S. 26, 1919. Die Großstationen der drahtlosen Telegraphie im Weltverkehr.
Thurn, H., Telegr. u. Fernspr. Technik 8 (1), S. 1, 1919. Drahtlose Telegraphie und Presse.
Vigneron, E., Paris 1918. Théorie des oscillations électriques.
Wagner, K. W., Telegr. u. Fernspr.-Technik 8 (3), S. 29, 1919. Mehrfach-Telephonie und -Telegraphie mit schnellen Wechselströmen.
Winkler, Wien 1919. Funkentelegraphie und Presse.
Wireless World 6 (70), S. 565, 1919. Long-Distance Wireless.
Yokoyama, E., Wireless World 6 (69), S. 484, 1918, (70), S. 569, 1919. Some Aspects of Radio Telephony in Japan.
Zickendraht, H., Arch. de Genève 46, S. 41, 1918. Über einen neuen Wellenmesser.
— ebenda S. 42. Über ein Elektronenrelais.

Mitteilungen.

Am 30. August 1919 feierte der Direktor der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, Graf Georg von Arco, seinen 50. Geburtstag. Er hat wie wenige die praktische Entwicklung der drahtlosen Telegraphie von ihren ersten bescheidenen Anfängen bis zu ihrer jetzigen Weltmachtstellung miterlebt und hat als Leiter des größten deutschen industriellen Unternehmens auf dem Gebiet unserer Wissenschaft seine gesamte Arbeitskraft in den Dienst der drahtlosen Telegraphie gestellt. Dabei betonte er stets ihren internationalen Charakter. Den Abbruch der internationalen Beziehungen infolge des Krieges empfand er daher besonders bedauerlich. Möge die Zeit recht nahe sein, wo alle Schranken im internationalen Verkehr fallen und auch die gewaltigen wissenschaftlichen und technischen Fortschritte, die während des Krieges hüben und drüben gemacht wurden, gegenseitig anerkannt und gewürdigt werden.

Digitized by Google

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 14. 1919. Heft 5.

Inhalt.

Seite

Max Wien, Schwierigkeiten beim Senden und Empfang ungedämpfter Wellen 442

H. Faßbender und E. Habann, Hochfrequenz-Mehrfachtelephonie und Telegraphie längs Leitungen. I. Praktischer Teil. (Mit 10 Figuren im Text und 12 Figuren auf Tafeln) 451

Gustav Zickner, Vorgänge bei Stromunterbrechung in Schwingungskreisen. (Mit 4 Figuren im Text und 2 Figuren auf Tafel) . . 478

Referate:

R. Chevenix Treneh, Die Reichweite drahtloser Stationen. (Mit 12 Figuren im Text) 494

Mitteilungen aus der Praxis:

E. Falkenthal, Der Pendelumformer, seine Konstruktion und Schaltung als Wechselstrom-Erzeuger für kleine F.-T.-Stationen. (Mit 5 Figuren im Text) 526

Patentschau:

H. Eales. (Mit 22 Figuren im Text). 534

Bücherbesprechung 553

Literaturverzeichnis 554

Mitteilungen 556

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender, Berlin-Charlottenburg, Königsweg 24,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Digitized by Google

Schwierigkeiten beim Senden und Empfang ungedämpfter Wellen.

Von **Max Wien.**

Als Anfang 1917 die großen Vorzüge des ungedämpften Systems in weiteren Kreisen bekannt wurden, als es gelang, mit Röhrensendern von 16 Watt Antennen-Leistung eine sichere drahtlose Verständigung von Kreuznach nach Konstantinopel zu erzielen, da wurde überall der dringende Wunsch nach Einführung des neuen Systems bei Heer und Marine laut, hoffte man doch, die unleidlichen Zustände, die durch die Häufung der Stationen an der Front entstanden waren, dadurch zu beseitigen. Der technischen Abteilung für Funkergerät wurde die interessante und dankbare Aufgabe zuteil, mit den beteiligten Firmen und in steter Verbindung mit der Front das System so schnell als möglich für den Heeresgebrauch zu entwickeln. Damit zugleich aber auch die weniger dankbare Aufgabe, sowohl die Fehler des Systems im allgemeinen als auch die Fehler der Einzelapparaturen genau zu prüfen, um spätere Rückschläge zu vermeiden.

Im folgenden soll nur ein allgemeiner Überblick darüber gegeben werden, welche Schwierigkeiten zu bekämpfen waren, und wie weit es bisher[1]) gelungen ist, sie zu beseitigen. Ein näheres Eingehen auf die einzelnen Probleme erübrigt sich schon aus dem Grunde, weil sie in diesem Jahrbuch von denjenigen Physikern und Ingenieuren, die sich besonders mit diesen einzelnen Problemen beschäftigt haben und denen das Verdienst ihrer Lösung zukommt, teils schon dargestellt wurden[2]), teils in den nächsten Heften noch dargestellt werden sollen.

Die großen Schwierigkeiten lagen einmal darin, daß damals, Anfang 1917, die physikalische Natur der Röhrenschwingungen noch nicht genügend bekannt war. Vor allem aber waren sie durch die militärischen Anforderungen an das neue System bedingt, die mit den physikalischen Eigenschaften nur sehr schwer, mitunter überhaupt nicht in Einklang zu bringen waren. Es wurde ein Einheitsgerät gefordert, das für alle verschiedenen Zwecke gleichzeitig brauchbar sein und sich an alle Antennenformen anpassen lassen sollte, das bei großem Wellen-

1) D. h. bis zur Auflösung der technischen Abteilung für Funkergerät im November 1918.

2) Vgl. dieses Jahrbuch Bd. 14. A. Meissner, H. Barkhausen, H. Rukop, G. Leithäuser, M. v. Lauc, H. G. Möller, R. Jäger, L. Kühn, M. Vos.

Digitized by Google

bereich mit wenig Handgriffen leicht zu bedienen und nebst seinen Energiequellen leicht transportabel sein sollte.

Manche der Schwierigkeiten, die im folgenden aufgezählt und besprochen werden sollen, traten sogleich hervor, andere jedoch zeigten sich erst sehr viel später, als man schon die Aufgabe gelöst zu haben glaubte, und verursachten neue Laboratoriumsarbeit und neue Umkonstruktionen.

1. Aussetzen der Schwingungen.

Bei den ersten Apparaturen trat sowohl beim Sender als beim Empfänger ein sehr häufiges Aussetzen der Schwingungen ein, oft ohne daß ein Grund ersichtlich war; es trat ganz kapriziös auf, hing von der verwandten Röhre, Wellenlänge, Antenne, der mehr oder weniger großen Feuchtigkeit des Stationsraumes usw. ab. Nachdem das Wesen des Röhrensenders theoretisch und experimentell gründlich erforscht war, und als es gelungen war, völlig gleiche Senderöhren fabrikmäßig herzustellen, wurde man dieser Schwierigkeiten Herr; bei den verschiedenen im Heer eingeführten Sendertypen kam schließlich ein Aussetzen der Schwingungen nur ganz ausnahmsweise vor, trotzdem man auf Wunsch der Heeresverwaltung allgemein bei einer fest eingestellten Rückkopplung des Senders geblieben war. Nicht ganz so günstig steht es mit den Empfängern. Ein Aussetzen der Schwingungen kam hier noch häufiger vor, vor allem weil die sehr schwierige Herstellung völlig gleicher Überlagerungsröhren noch nicht gelungen war, dann aber auch weil bei der vorgeschriebenen engen Bauart des Empfängers unter den ungünstigen Verhältnissen im Felde Mängel der Isolation sich nicht immer vermeiden ließen.

2. Änderung der Wellenlänge.

Die Betriebssicherheit des ungedämpften Geräts ist wesentlich bedingt durch die Konstanz, mit der die Wellenlängen während längerer Zeit eingehalten werden können, in erster Linie am Sender, aber auch am Empfänger: jede Änderung der Wellenlänge ändert den Überlagerungston, der unter Umständen ganz aus dem hörbaren Tonspektrum herausfällt. Kleine Änderungen der Kapazität, wie sie etwa durch Nähern eines Leiters an die Apparatur verursacht werden, Änderung der Anodenspannung, Schwankungen im Heizstrom u. a. bewirken plötzliche Sprünge in der Tonhöhe, die die Aufnahme sehr erschweren. Ganz besonders machen sich diese Tonhöheänderungen bei den kurzen Wellen bis etwa 300 m bemerkbar, so daß man diese kurzen Wellen;

Digitized by Google

auf die man anfangs besondere Hoffnungen gesetzt hatte, schließlich ganz verlassen mußte. Es ist das bedauerlich, weil die Störungsfreiheit des ungedämpften Systems ganz wesentlich auf der Schmalheit der Tonspektren beruht die bei den kurzen Wellen naturgemäß größer ist als bei den längeren. Rechnet man die praktisch im Telephon hörbaren Töne bis zu 3000 Schwingungen, das Doppelspektrum also von -3000 bis $+3000$ Schwebungen, so könnte man, wenn die Wellenlänge absolut fest wäre, in der Oktave von $\lambda = 200$ m bis $\lambda = 400$ m 125 Tonspektren, in der Oktave von $\lambda = 800$ m bis $\lambda = 1600$ m 31 Tonspektren nebeneinander unterbringen, das heißt also, es könnten theoretisch einmal 125, das andere Mal nur 31 Stationen nebeneinander arbeiten. Es wäre daher sehr zu wünschen, daß es mit der Zeit gelänge, die ihre Verwendung hindernden Übelstände bei den kurzen Wellen zu überwinden.

Aber auch bei Wellen über 300 m, wo die Änderungen der Wellenlänge einen viel geringeren Einfluß auf den Schwebungston besitzen, war die Aufgabe, die hier bezüglich der Konstanz der Wellenlänge zu lösen war, eine sehr schwierige. Von der Sicherheit, mit der die Sendewelle eingehalten werden kann, hängt die Zahl der Stationen, die ohne gegenseitige Störung gleichzeitig nebeneinander arbeiten können, in hohem Maße ab. Wenn der Wellenbereich für kleine und mittlere Stationen von 300 m bis 1800 m geht, so können bei völlig festen Wellen 139, bei Schwankungen von $\pm 1\,\%$ 37, bei Schwankungen von $\pm 3\,\%$ 15 Stationen nebeneinander arbeiten. Es wurde deshalb verlangt, daß die einzelnen Sender von vornherein die richtigen vorgeschriebenen Wellenlängen möglichst genau aussenden sollten, und dabei durften sie nicht etwa mit Hilfe eines Wellenmessers jedesmal korrigiert werden, da das Hin- und Herschwanken der Sendewellen die Nachbarstationen gestört hätte. Es gelang, die Hauptursache der Unsicherheit der Sendewelle: den Einfluß der Antenne, durch Konstruktion eines Zwischenkreissenders stark herabzudrücken, und die eben erwähnte Einstimmschwierigkeit durch genaue Eichung des Zwischenkreises in Wellenlängen zu beseitigen. Aber nun trat, vor allem bei wenig gedämpften Antennen, als höchst unangenehme Zugabe das „Ziehen“ hinzu: eine bei engerer Kopplung eintretende Rückwirkung der Antennenabstimmung auf den Röhrensender. Unter Umständen treten infolge des „Ziehens“ sogar plötzliche Sprünge der Sendewellenlänge auf, die den Empfang auf das empfindlichste stören können. Bei loser Kopplung zwischen Antenne und Zwischenkreis wird das Ziehen geringer, aber es sinkt der Nutzeffekt. Die gegebene Lösung

Digitized by Google

wäre, bei wenig gedämpften Antennen Sender ohne Zwischenkreis zu verwenden, jedoch gehen dabei auch die Vorzüge des Zwischenkreissenders verloren. Außerdem würde die militärische Forderung eines Einheitssenders für kleinere und mittlere Stationen dadurch durchbrochen werden. So mußte trotz der Einbauschwierigkeiten eine variable Antennenkopplung eingeführt werden, um wenigstens stets die Möglichkeit zu haben, das Ziehen zu vermindern.

Die anfangs erhebliche Abhängigkeit der Sendewelle von der Heizung des als Kathode dienenden Glühfadens und von der Anodenspannung wurde durch entsprechende Anpassung der elektrischen Eigenschaften des Schwingungskreises an die Charakteristik der Röhre auf Grund theoretischer Folgerungen auf einen kaum mehr störenden Schwankungsbereich herabgedrückt.

3. Unterscheidung der Sendestation.

Es liegt in der Natur des Schwebungsempfangs, daß der Schwebungston keine individuelle Tonhöhe und Klangfarbe besitzt; es fehlen daher die Merkmale, welche bei dem tönenden System die Möglichkeit gewähren, die verschiedenen Sendestationen leicht wieder zu erkennen: einerseits die durch die Zahl der Funken bedingte Tonhöhe, andererseits die durch die Art der Funken bedingte charakteristische Klangfarbe. Höchstens die Typen des ungedämpften Systems: Maschinen-, Poulsen-, Röhrensender, kann man infolge gewisser Eigentümlichkeiten erkennen: bei Maschinensendern treten langsame Änderungen des Tones hervor, wenn die Tourenzahl der Maschine schwankt; bei den Poulsensendern macht sich häufig infolge unregelmäßiger schneller Schwankungen der Wellenlänge ein charakteristisches Gurgeln des Tones bemerkbar; Röhrensender, betrieben mit Wechselstrom und Gleichrichter, sind an einer gewissen Rauhigkeit des Tones zu erkennen; Stationen, die mit Trockenelementen betrieben werden, am Abfall oder Anstieg der Tonhöhe zu Beginn jedes Zeichens usw. Je mehr aber die verschiedenen Systeme der ungedämpften Sender sich vervollkommnen, um so mehr treten diese charakteristischen Merkmale zurück, und es gehört jetzt schon ein geübtes Ohr dazu, um die Typen des Senders herauszuerkennen.

Bei Sendern gleicher Art ist an sich kein Unterschied mehr vorhanden, und der Hörer kann dann, wenn er den Anruf überhört hat und kein Klartext gegeben wird, nur noch aus der Wellenlänge und der Intensität einen Schluß auf die Station, welche er empfängt, ziehen; aber auch bezüglich der Intensität kann man sich leicht irren: Der

Digitized by Google

große Vorzug der Audionrückkopplung und der Verstärker ist es, daß ganz schwache Stationen noch hörbar gemacht werden; dabei werden diese schwachen Stationen ganz wesentlich mehr verstärkt wie die starken Stationen und es tritt ein gewisser Ausgleich der Empfangstonstärke ein. Dazu kommt, daß gerade die Schwebungstöne in ihrer Intensität schwer zu beurteilen sind, besonders weil die Tonhöhe nicht konstant bleibt, und auch die mehr oder weniger gute Einstellung des Empfängers einen starken Einfluß auf die Empfangslautstärke ausübt. Somit ist auch die Lautstärke ein unzuverlässiges Merkmal, und es bleibt zur Unterscheidung der Stationen nur noch die Wellenlänge übrig. Um so mehr ist Gewicht darauf zu legen, daß die Sendewellenlängen im Betrieb auf das sorgfältigste eingehalten werden.

Besondere Schwierigkeiten liegen in der Praxis im Anruf von Stationen, auch wenn die anzurufende Station auf Empfang für nur eine Welle steht. Es müßte die Eichung des Empfangsgeräts mit der des Sendegeräts so genau übereinstimmen, daß die Sendewelle stets innerhalb des Tonspektrums liegt. Aber auch dann ist das Überhören des Anrufs noch möglich, wenn Sendewelle und Empfangswelle so nahe bei einander liegen, daß der Schwebungston in den Bereich der unhörbaren tiefen Töne fällt. Daher erhielt der Zwischenkreis des Senders einen kleinen Zusatzkondensator oder ein Zusatzvariometer, welche, durch einen Handgriff hin und her bewegt, bei Strichanruf eine kontinuierliche Wellenveränderung um wenige Prozent gaben. Bei Betätigung dieser Anrufvorrichtung wird die auf Empfang stehende Station durch ein charakteristisches auf- und absteigendes Pfeifen aufmerksam gemacht.

4. Oberwellen.

Die durch die große Empfindlichkeit des Schwebungsempfangs an sich schon sehr erhöhte Zahl der hörbaren und darum — durch Erschwerung des Auffindens der eigenen Gegenstation — den Betrieb störenden Stationen wird noch dadurch vermehrt, daß auch Vielfache und Bruchteile der Sendefrequenzen außer der Grundwelle empfangen werden können. Der Grund davon ist, daß sowohl im Sender wie im Empfänger Oberwellen auftreten; ferner treten noch Kombinationswellen hinzu, die durch Zusammenwirken zweier Wellenzüge im Gleichrichter (Detektor, Audion) entstehen.[1])

Ganz besonders störend machten sich bei Beginn der Versuche

1) Hierüber wird demnächst in diesem Jahrbuch berichtet werden.

Digitized by Google

mit ungedämpften Wellen die Oberwellen des Maschinensenders der Großstation Nauen (Grundwelle = 12600 m) bemerklich, die, obgleich an sich sehr schwach, wegen der Höhe der Antenne und der großen Empfangsempfindlichkeit der Audionrückkopplung bis zu Wellen von unter 1000 m herab auf viele hundert Kilometer hin verhältnismäßig stark empfangen wurden.

Da die kürzeren Oberwellen nahe bei einander liegen, so wurde dadurch der Empfang in einem ganzen Gebiet von Wellenlängen in einem großen Teile Deutschlands und der Nord- und Ostsee stark beeinträchtigt. Die große Gefahr dieser Störung wurde sowohl von der Heeresverwaltung als auch von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie sogleich erkannt und mit allen Mitteln an ihrer Abstellung gearbeitet. Es ist als ein großer technischer Erfolg anzusehen, daß es schon nach wenigen Monaten gelang, die Oberwellen von Nauen durch passende Schaltungen so weit herabzudrücken, daß die kurzen Oberwellen kaum mehr merklich und auch die längeren Oberwellen nur noch sehr schwach sind. Eilvese und die Poulsenstationen besaßen von vornherein keine so starken kürzeren Oberwellen; sollten die Oberwellen sich bei ihnen störend merklich machen, so muß nach dem Vorgange von Nauen Abhilfe gebracht werden.

Bei den mittleren und kleineren Röhrensendern sind ebenfalls Oberwellen vorhanden. Wegen der viel geringeren Intensität dieser Sender können sie natürlich nur in geringer Entfernung merklich sein. Durch Zwischenkreise und andere Mittel können sie erheblich herabgedrückt werden, wie es bereits bei den von der Heeresverwaltung eingeführten Typen geschehen ist. Bei den Empfängern wird die Bildung der Oberwellen des Audions ebenfalls durch einen Zwischenkreis vermindert. Somit sind auch hier Mittel und Wege gefunden und durchgebildet, um die störenden Einflüsse der Oberwellen zu beseitigen. Naturgemäß geschieht dies aber immer auf Kosten der Einfachheit der Apparatur.

5. Senden der Empfangsantennen.

Bei Überlagerungempfang oder Audionrückkopplung sendet die Antenne, solange sie auf Empfang steht, dauernd schwache Wellenzüge aus. Diese schwachen Wellenzüge können nahe benachbarte Stationen stören. Obgleich bisher in der Praxis noch keine derartigen Störungen hervorgetreten zu sein scheinen, so sind doch schon Methoden ausgearbeitet und laboratoriumsmäßig erprobt worden, um das Senden der Empfangsantennen zu schwächen oder ganz zu kompensieren. Bei

Digitized by Google

großen Empfangsstationen, wo eine ganze Anzahl von Stationen gleichzeitig empfangen werden müssen, könnte diese Frage von erheblicher praktischer Bedeutung werden.

6. Störungen durch gedämpfte Stationen.

Man glaubte anfangs, daß der Schwebungsempfang nur wenig durch gedämpfte Stationen gestört würde. Es stellte sich aber bald heraus, daß doch starke Störungen hervortreten, wobei allerdings die tönenden Stationen nur als Rauschen hörbar sind und daher leicht von den ungedämpften Stationen unterschieden werden können. Daß ein empfindlicher Empfang auch der gedämpften Stationen mit dem Überlagerungsempfänger möglich ist, kann schließlich nur als Vorzug betrachtet werden. Dieselben Mittel, wie beim gewöhnlichen Empfang, können natürlich auch beim ungedämpften Empfang die Störung vermindern, also vor allen Dingen die Einschaltung eines wenig gedämpften Zwischenkreises. Dazu ist nun noch in letzter Zeit ein Mittel getreten, das besonders dazu geeignet ist, die Empfangsanlage von nahe gelegenen Großsendern zu befreien, die sonst überall durchschlagen, das ist die Anwendung von Richtantennen. Bequem sind hierfür vor allem die Rahmenantennen, die im Zimmer aufgestellt und gedreht werden können, so daß man sich leicht von der gerade störenden Großstation freimachen kann. Diese neueste Entwicklung der Empfangstechnik ist als ein großer Fortschritt anzusehen, da nur auf diese Weise größere Empfangsanlagen in der Nähe von Großsendestationen arbeiten können und ein Duplexbetrieb möglich ist.

Schließlich sei noch erwähnt, daß auch umgekehrt ein ungedämpfter Sender in der Nähe eines Empfängers für gedämpfte Schwingungen schädlich wirken kann, indem der Detektor während der Dauer der ungedämpften Schwingungen „taub“ wird.

7. Anodenspannung.

Als Energiequelle der Röhrensender ist eine Gleichstromspannung von mindestens 300 bis 400 Volt, bei größeren Sendern von mehreren Tausend Volt notwendig. So hohe Gleichstromspannungen sind für den Gebrauch im Felde nicht leicht herzustellen. Trockenelemente, die schon für Verstärkerzwecke zu sehr vielen Klagen Veranlassung gaben, waren hier ungeeignet, weil sie bei einer Stromentnahme von ca. 50 Milliampère zu schnell verbraucht wurden. Aus kleineren Akkumulatoren zusammengesetzte Batterien, die für Laboratorien und feste Stationen wohl das Beste sind, sind nicht transportabel. Ganz

Digitized by Google

kleine derartige Batterien, die unmittelbar vor jeder Sendeperiode frisch geladen werden, wurden mehrfach vorgeschlagen, sind aber leider nicht fertig durchkonstruiert worden. Gleichstromumformer, die mit gewöhnlichen Niederspannungsakkumulatoren betrieben wurden, verbrauchten zu viel Strom, so daß die Akkumulatoren zu schnell entladen wurden; auch traten anfangs Störungen der Tonreinheit durch den Niederspannungskollektor auf. Die schließliche Lösung waren Kleingeneratoren für Hand- oder Fußbetrieb, von denen sich ein Generator mit permanenten Magneten (25 bzw. 50 Watt) von R. Bosch-Stuttgart als besonders zweckentsprechend erwies. Die Schwebungstöne waren bei allen Maschinen anfangs bei kurzen Wellenlängen (unter 500 m) nicht einwandfrei, wurden jedoch nach Einführung besonderer Schaltungen (Möllerschaltung) wesentlich verbessert. Für größere Stationen von über 1000 Volt Anodenspannung wurden mit gutem Erfolg Wechselstromgeneratoren in Verbindung mit Röhrengleichrichtern angewandt. Der Ton des ursprünglichen Wechselstroms störte vielfach noch in der Nähe den Empfang, in größeren Entfernungen war er nur noch an einer gewissen Rauhigkeit der Klangfarbe der Schwebungstöne zu spüren.

Demnach ist auch diese Aufgabe, die Herstellung geeigneter Anodenspannungen, die anfangs sehr erhebliche Schwierigkeiten machte, als gelöst zu betrachten. Die Unklarheiten der Schwebungstöne beim Empfang stören kaum noch den Betrieb und sind nur noch als Schönheitsfehler anzusehen.

8. Schwierigkeiten der Beschaffung.

Unzweifelhaft war das Fehlen mancher Rohstoffe, besonders guter Isolationsmaterialien, in den letzten Jahren des Krieges auch bei der Massenfabrikation von ungedämpften Stationen unbequem, jedoch wurden stets Mittel und Wege gefunden, diese Stoffe rechtzeitig zu ersetzen. Ernster erschien nur das Fehlen guten Glimmers für die Kondensatoren der Sender, der jedoch schließlich vollkommen durch das „Minos"glas von Schott & Gen. ersetzt wurde; ferner das beschränkte Quantum von Tantal, das für die Anoden der Senderöhren zur Verfügung stand, als der große Bedarf plötzlich einsetzte. Aber auch hier wurde durch Beschleunigung der Produktion von Tantalblech, durch Verminderung des Verbrauchs von Tantal in der einzelnen Röhre und durch Herstellung brauchbarer Senderöhren mit Eisen-, Kupfer- oder Molybdän-Anoden der Bedarf an Röhren sichergestellt.

Die Röhrenherstellung ist ein Kapitel für sich; es ist eine

Digitized by Google

ganz besondere Leistung der deutschen Industrie, daß es gelang, den innerhalb eines Jahres plötzlich hervortretenden Massenanforderungen des Heeres und der Marine trotz aller Schwierigkeiten im vollen Maße Genüge zu leisten, und zwar in einer Gleichmäßigkeit und Güte der Ausführung, die den hochgespannten Anforderungen der Behörden schließlich völlig gerecht wurden.

9. Schwierigkeiten der Bedienung.

Die Überwindung der geschilderten Schwierigkeiten und vor allem die hohen militärischen Anforderungen brachten es mit sich, daß die ursprünglich einfache ungedämpfte Apparatur sich immer komplizierter gestaltete und naturgemäß auch die Bedienung immer schwieriger wurde. Schließlich wurde die Apparatur an der Front mit dem Namen „Professorengerät" bezeichnet, weil nur ein Professor sie richtig bedienen könnte, obgleich gerade die bei der Entwicklung mitwirkenden Physiker immer wieder davor gewarnt hatten, das Gerät zu sehr zu vereinheitlichen, und statt dessen geraten hatten, mehrere einfachere Spezialtypen zu schaffen. Die Einfachheit der gedämpften Apparate, insbesondere der Empfänger wird sich allerdings bei dem ungedämpften Gerät wohl niemals erreichen lassen. Immerhin ist unter den gegebenen Verhältnissen bei den eingeführten Apparaten das Möglichste an Vereinfachung der Bedienung geleistet, und die bei den Versuchsabteilungen der Front gesammelten Erfahrungen ließen keinen Zweifel, daß das Gerät sich bei vorhergehender guter Ausbildung der Truppe bewährt und bald eingebürgert haben würde.

Schluß.

Das ungedämpfte Gerät ist in Deutschland in der außerordentlich kurzen Zeit von $1^1/_2$ Jahren mitten im Kriege trotz Material- und Personalmangels bis zu einer großen Vollkommenheit ausgearbeitet worden. Alle physikalischen und militärischen Schwierigkeiten wurden in gründlicher Arbeit bekämpft und größtenteils gelöst. Wenn auch noch nichts Genaueres über die Apparatur der Gegner bisher bekannt geworden ist, so steht doch schon soviel fest, daß trotz der viel längeren Entwicklungszeit und der viel günstigeren Entwicklungsmöglichkeit bei unseren Gegnern die deutschen Apparate den Vergleich mit den feindlichen nicht zu scheuen brauchen.

Überblickt man das Ganze, so ist die Ausbildung des ungedämpften Geräts ein glänzender Erfolg der deutschen Technik, und wenn auch zum Leidwesen aller, die sich an der Entwicklung mit Hingebung und

Digitized by Google

Liebe beteiligt haben, die endgültige Einführung im Felde infolge der Revolution nicht mehr hat stattfinden können, so ist die mühevolle Arbeit doch nicht vergeblich gewesen, da das fertig ausgebildete ungedämpfte System ohne wesentliche Abänderungen auch den Zwecken des Friedens dienen kann, und so durch die Kriegsarbeit der Weiterentwicklung unserer Verkehrsmittel im Frieden die Wege geebnet wurden.

Hochfrequenz-Mehrfachtelephonie und -Telegraphie längs Leitungen.[1])

I. Praktischer Teil.

Von **H. Faßbender** und **E. Habann.**

Einleitung.

Das Problem der Mehrfachtelephonie und Telegraphie ist nicht neu, speziell bei der Telegraphie sind seit langem verschiedene Wege bekannt, um Leitungen mehrfach auszunutzen. Auch der von den Verfassern eingeschlagene Weg, das Problem generell für jede Art der Nachrichtenübertragung, insbesondere sowohl für die Telephonie als auch die Telegraphie mittels hochfrequenter Ströme zu lösen, ist ebenfalls schon beschritten worden. Besonders hervorgehoben zu werden verdient hier der Amerikaner G. O. Squier[2]), der im Jahre 1911 Versuche auf einem 11 km langem Fernsprechkabel in Washington ausgeführt und beschrieben hat. Die Versuche wurden mit einer Wechselstrommaschine nach Alexanderson für Frequenzen zwischen 20 000 und 100 000 ausgeführt. Da nur eine Maschine zur Verfügung stand, so mußten die Versuche auf eine Richtung beschränkt werden, auch konnte stets nur die Leitung doppelt belastet werden, und zwar mit einem durch die Maschine erzeugten hochfrequenten Strom und dem gewöhnlichen Sprechstrom. Die Mängel des damaligen Systems, das nicht zur praktischen Einführung kam, seien hier nicht besonders erwähnt.

Auch von anderer Seite wurde eine Lösung des Problems eben-

---

1) Die Veröffentlichung wurde infolge eines längeren Aufenthalts des einen von uns im besetzten Gebiet verzögert.

2) Multiplex Telephony and Telegraphy by means of electric waves guided by wires. Washington 1911.

Digitized by Google

falls mit hochfrequenten Strömen versucht. Wir verweisen auf die kurze Zusammenstellung, die K. W Wagner in seinem Aufsatz über Mehrfachtelephonie und -Telegraphie, siehe Telegraphen- und Fernsprechtechnik, Heft 3, 1919 gibt, worin auch die dahin gerichteten Arbeiten des Telegraphenversuchsamts eingehend beschrieben sind.

Die Verfasser erheben gegenüber den früheren Arbeiten für sich den Anspruch, das Problem bis zur praktischen Einführung in einem Spezialfall, nämlich dem der militärischen Anwendung, in den unter Leitung von Prof. Max Wien stehenden militärischen Laboratorien völlig gelöst zu haben, und für den zivilen Verkehr ebenfalls Apparate geschaffen zu haben, die allen gestellten Bedingungen gerecht zu werden suchen. Die Bedeutung der Hochfrequenztelephonie wurde vom Reichspostministerium und auch vom T.V.A., spez. Herrn K. W. Wagner, frühzeitig erkannt. Das Ministerium zeigte spez. auch den Arbeiten der Verfasser gegenüber sein Interesse dadurch, daß ein Dreifachtelephonieverkehr auf der Strecke Berlin—Potsdam im September 1918 vorgeführt werden konnte. Von einer völligen praktischen Lösung des Problems für den Postverkehr kann natürlich erst gesprochen werden, wenn das System sich nach der Einführung dem praktischen Betrieb immer mehr und mehr angeschmiegt hat. Hier seien die Arbeiten des Deutschen Telegraphen-Versuchsamts erwähnt, das selbständig und gemeinsam mit den Deutschen Telephonwerken an dem Problem gearbeitet hat.

Auch von Amerikanern ist während des Krieges an der Lösung der mehrfachen Ausnützung von Fernsprechleitungen gearbeitet worden, doch lassen die spärlichen Nachrichten noch nicht erkennen, welche Wege eingeschlagen sind. Größere Erfolge als die in Deutschland erreichten sind jedenfalls seither noch nicht bekannt geworden.

Wesentlich für den Ausbau des Systems ist die Energiequelle. Die Verfasser benutzten zur Erzeugung der hochfrequenten Ströme im wesentlichen die Glühkathodenröhren, die gerade während des Krieges die Schwachstromtechnik auf so vielen Gebieten zu früher ungeahnten Erfolgen geführt haben. Die Schwingungserzeugung wurde nach der Methode der Rückkopplung bewerkstelligt. Doch sei schon hier mit Nachdruck darauf hingewiesen, daß das System keineswegs von dieser Art der Schwingungserzeugung abhängig ist. Die Hullschen Röhren, vgl. Jahrbuch 14, Heft 1 und 2, können gerade so gut wie die Meißnersche Rückkopplung benutzt werden, und endlich können die Schwingungen auch auf andere Weise erzeugt werden, speziell mit einem Apparat, auf den weiter unten eingegangen werden soll.

Digitized by Google

In der vorliegenden Arbeit beschränken wir uns darauf, die Apparate für die Telephonie und die Telegraphie zu beschreiben, ohne auf das Leitungsproblem einzugehen. Dabei begnügen wir uns damit, das Prinzipielle der Apparatur kurz zu erläutern, soweit es für den weiteren Leserkreis Interesse hat. Selbstverständlich können die Apparate speziell hinsichtlich der Kopplung und anderer Fragen zweckmäßig nur dann konstruiert werden, wenn die Theorie der Telegraphenleitungen und Kabel und der Ausbau der Theorie für die hier verwandten hochfrequenten Ströme berücksichtigt wird. Alle diese Fragen sollen aber in der vorliegenden Arbeit nur streifend erwähnt werden. Auf diese Fragen, die gegenüber dem Apparatebau das interessantere Problem darstellen, soll in einer besonderen Arbeit später ausführlich eingegangen werden.

In Nachfolgendem behandeln wir zunächst die Apparate für die Telephonie, sodann die Apparate für die Telegraphie sowohl für den Hörempfang als auch für Schreibempfang und endlich die Konstruktion für den Hughes-Betrieb und den Siemensschen Schnellbetrieb. Es ist einleuchtend, daß die Telephonie eine weit größere praktische Bedeutung hat als die Telegraphie, da sowohl bei den Fernverbindungen wie bei den Amtsverbindungen in den großen Städten die immer steigende Belastung der Leitungen bei dem augenblicklichen Rohstoffmangel eine große Rolle spielt. Da heute für die Zwecke der interurbanen telephonischen Verständigung keine Freileitungen sondern Kabel verwendet werden, so sind hier bei dem Leitungsproblem die Verhältnisse in Kabeln zu berücksichtigen. Da man heute wohl mit Sicherheit voraussagen kann, daß die Mehrfachtelephonie die Zukunft für sich haben wird, so sollte man in Erwägung ziehen. ob man nicht alle neu zu bauenden Telephonkabelnetze nach diesen Gesichtspunkten konstruieren lassen sollte, da Hochfrequenzkabel wohl kaum wesentlich teuerer sein dürften als die seither üblichen und dabei technisch für den bisherigen Niederfrequenzbetrieb keine Nachteile bieten. Was wir dabei unter Hochfrequenzkabel verstehen, werden wir eingehend in der theoretischen Arbeit auseinandersetzen. Freilich ist zu erwähnen, daß für den Augenblick noch keine fertigen Konstruktionen vorliegen, wohl aber die Gesichtspunkte bekannt sind, nach denen diese auszuführen sind. Durch eine solche weitschauende Maßnahme würden also keine wesentlichen Mehrkosten entstehen, andererseits würde die spätere Einführung der Hochfrequenz-Telephonie erleichtert werden. Dies ist um so wichtiger. da, wie wir unten zeigen werden, beim Übergang zum Hochfrequenzbetrieb auch die normalen jetzt gebräuch-

Digitized by Google

lichen Teilnehmerapparate ohne weiteres im Betrieb bleiben können. Bei kleineren Entfernungen bis etwa 10 km und mehr können übrigens ohne weiteres auch die jetzt gebräuchlichen Niederfrequenztelephonkabel Verwendung finden.

Bezüglich des zweiten großen Anwendungsgebiets, der Hochfrequenzmehrfachtelegraphie, sei erwähnt, daß die augenblicklich bestehenden Eisenleitungen prinzipiell ganz bedeutend größere Nachteile bieten als bei der Gleichstromtelegraphie. In der theoretischen Arbeit, auf die wir oben hinwiesen, werden wir auch hierauf näher eingehen. Doch auch hier sind Lösungen der Schwierigkeit ohne weiteres möglich. Man könnte zum Beispiel so vorgehen, daß die vorhandenen Telephonleitungen zwischen den größeren Städten auch für die Zwecke der Telegraphie gleichzeitig ausgenutzt würden. Dabei wäre es keineswegs notwendig, daß etwa die Telegraphenapparate in den Fernsprechämtern aufgestellt würden. Es könnten vielmehr die Fernsprechanschlüsse nach den Fernsprechämtern und die Telegraphenanschlüsse der gleichen Leitungen nach den Telegraphenämtern geführt werden.

Wir behandeln im folgenden zunächst die Telephonie, mit der wir uns auch zuerst befaßt haben.

Mehrfach-Hochfrequenztelephonie.

In den Fig. 1 und 2 sind die ersten Apparate abgebildet. Fig. 1 zeigt die Vorderansicht, Fig. 2 die Rückansicht bei abgenommener Rückwand. Fig. 3 zeigt die Schaltung dieser Apparate. *A G K* stellt die Sende- bzw. Empfangslampe dar. Es können bis 4 Lampen parallel geschaltet werden. Hierzu wurden die gewöhnlichen Überlagerungslampen für 80 Volt Anodenspannung und mit einer maximalen Leistung von ca. 0,03 Watt verwandt. Es wurden jedoch auch Versuche gemacht mit den Schottschen Senderöhren der Type *K*, die für eine Anodenspannung von ca. 200 Volt und eine Leistung von etwa 1 Watt hergestellt sind und auch mit Siemenschen Sendelampen mit einer Leistung von 10 Watt. In der Empfangsschaltung sind 2 Audionröhren parallel geschaltet. Wie die Figur zeigt, ist die bekannte Rückkopplung zur Schwingungserzeugung verwandt. Sowohl der Gitterkreis als auch der Anodenkreis werden auf die Wellenlänge abgestimmt. Die Abstimmung erfolgt durch variable Drehkondensatoren. Die Kopplung zwischen dem Gitterkreis und dem Anodenkreis der Sendeapparatur kann ebenfalls variiert werden. Der Mikrophonkreis war, wie die Schaltung zeigt, mit dem Gitterkreis durch einen Eingangstransformator gekoppelt, der das allgemeine Prinzip der Schwach-

Digitized by Google

stromtechnik, die Anpassung des inneren Widerstandes an den äußeren Widerstand bei gegebener Röhre und gegebenem Mikrophon, zu erfüllen gestattet. Der Kondensator BC hat eine genügend große Kapazität, um die hohe Induktanz des Eingangstransformators für die Hochfrequenzströme zu überbrücken, ohne die Abstimmung des Gitterkreises zu beeinflussen. Die Kopplung des Mikrophonkreises mit dem Gitterkreis, die von dem einen von uns unseres Wissens praktisch zuerst ausgeführt wurde, hat sich gegenüber der Ankopplung des

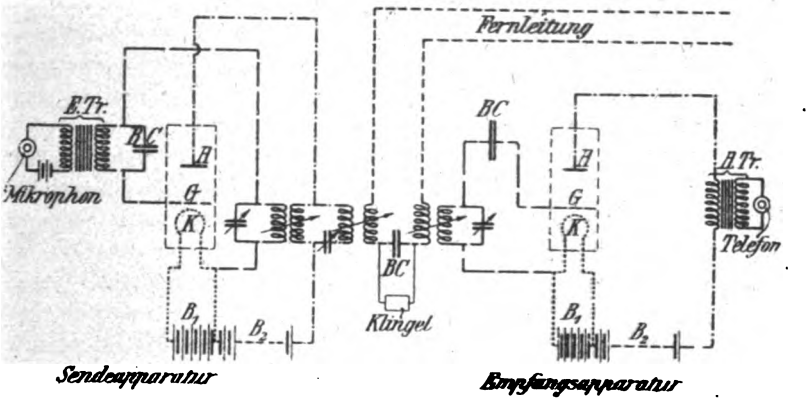


Fig. 3.

Mikrophonkreises an den Anodenkreis hier besonders bewährt. Der Bau des Empfängers zeigt in der Schaltung nichts Besonderes. Auch hier haben wir zur Erfüllung des Schwachstromgrundgesetzes der möglichst guten Anpassung einen Ausgangstransformator zwischen Audionröhre und Telephon eingeschaltet. Die Fernleitung war induktiv mit Sender und Empfänger gekoppelt, und zwar waren beide Kopplungen ebenfalls variabel. Die Anrufklingel entspricht der bekannten Einrichtung bei Niederfrequenz und war, wie die Figur zeigt, mit der Fernleitung direkt gekoppelt. Den Weg für die hochfrequenten Ströme ebnet ein der Klingel parallel geschalteter Blockkondensator.

Bei der großen Einstellmöglichkeit der Apparate konnten gleichzeitig eine große Anzahl von Teilnehmern an dieselbe Leitung angeschlossen werden, ohne daß praktisch Störungen aufgetreten wären. Die Versuche wurden mit 6 Hochfrequenz- und 2 Niederfrequenzapparaten in der gleichen Leitung Anfang August 1918 Vertretern des Großen Haupt-Quartiers vorgeführt. Eine gegenseitige Störung der Gespräche

Digitized by Google

konnte durch genügend scharfe Abstimmung stets vermieden werden. Außer den eingebauten Empfängern wurden auch die normalen Sekundärempfänger mit Detektor verwandt. Die Versuche wurden an Kupferleitungen, Kabeln, Armeefernsprechkabeln und auch an gewöhnlichen Telegraphen-Eisenleitungen ausgeführt.[1]) Auf Kupferleitungen von 8 mm Durchmesser konnten bei diesen Apparaten bereits Entfernungen bis 50 km ohne weiteres überbrückt werden und zwar bei Verwendung von gewöhnlichen Überlagerungsröhren als Sendelampen. Bei Verwendung einer Schottschen *K*-Röhre und eines Sekundärkreisempfängers ohne besonderen Verstärker konnte die Entfernung Berlin—Pritzwalk, d. h. ca. 110 km, sicher bewältigt werden. Bei Verwendung eines Niederfrequenz-Zweiröhrenverstärkers war der Empfang auf derselben Strecke brüllend laut.

Während die beschriebenen Apparate speziell Laboratoriumsversuchen dienten und hierfür den großen Vorteil allseitiger Variationsfähigkeit besaßen, stellt Fig. 4 im Gegensatz hierzu einen Apparat dar, der möglichst wenig Handgriffe erfordert und der auch in der Hand von ungelerntem Personal sicher funktionieren sollte. Fig. 5 zeigt die Schaltung dieses Apparates, er hatte dem Feldgebrauch entsprechend eine feste Sendewelle und eine in nur engen Grenzen variable Empfangswelle. Zu einem Apparat *A* gehörte stets ein Gegenapparat *B*, der auf den ersten abgestimmt war. Zur Schonung der Heizbatterien waren diese nur dann eingeschaltet, wenn der am Hörer befindliche Sprechhebel *b* (Fig. 4) niedergedrückt wurde.

Da diese Apparate die ersten praktisch eingeführten Konstruktionen darstellen, soll ihre im Oktober 1918 aufgestellte Gebrauchsanweisung ungekürzt wiedergegeben werden.

„Lampe 1 und 2 dienen zur Erzeugung der Sendeströme, Lampe 3 als Audionröhre beim Empfang, bei 1 bis 3 sind daher Überlagerungslampen zu verwenden. Lampe 4 dient zur Verstärkung beim Empfang. Hierfür ist eine gewöhnliche Verstärkerlampe der R. I. W. oder Telefunken zu verwenden. Die Schnur *a*, siehe Fig. 4, dient zum Anschluß der 90 Volt-Anodenbatterie und des 6 Volt-Akkumulators in der vom Verstärker bekannten Weise. Die Spannungen der Trockenbatterien und des Akkumulators dürfen nicht unter 70 bzw. 5 Volt sinken. Beim Sprechen und Hören ist der Hebel *b* herunterzudrücken.

Die Apparate haben die konstanten Sendewellen 1100, 1400,

1) Einzelheiten hierüber bringen wir in unserer Arbeit über das Leitungsproblem.

Digitized by Google

1700 und 2000 m, die im Deckel eingemalt sind. Die Empfangswelle wird mittels des Drehknopfes *C* eingestellt. An ein und dieselbe Fernleitung können 2 oder 4 verschiedene Apparate in Reihe geschaltet angeschlossen werden. Anschluß erfolgt an den Klemmen bei *d*. Außerdem kann noch ein gewöhnlicher Fernsprecher an der hierfür bezeichneten Buchse *e* angeschlossen werden.

Es besteht auch die Möglichkeit, den Feldfernsprecher an einer beliebigen Stelle der Leitung anzuschließen, dann muß er aber durch

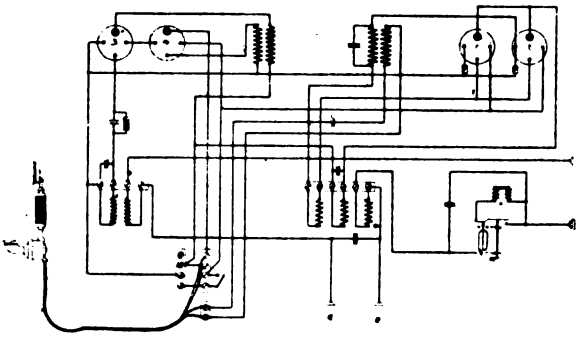


Fig. 5.

einen im Reservekasten befindlichen 10 000 cm-Kondensator in Parallelschaltung überbrückt werden. Auch können Hochfrequenz-Telegraphiekästen an die gleiche Leitung ebenfalls in gewöhnlicher Reihenschaltung angeschlossen werden, doch müssen deren Wellenlängen so ausgewählt werden, daß keine Störung eintritt. Der Anruf erfolgt in der üblichen Weise mittels Klingel. Das Rufzeichen kommt bei allen an die Leitung angeschlossenen Stationen an. Wird dadurch etwa die Station beim Betrieb gestört, so kann durch Einstecken des Kurzschließers, der sich in der Ruhelage über dem Feldelement befindet, in die Steckbuchse die Klingel kurzgeschlossen werden. Die Reichweite der Telephoniekästen beträgt auf einer Kupferdoppelleitung mehr als 50 km, vorausgesetzt, daß keine Kabelstücke in die Leitung eingeschaltet sind. Auf massiven Eisenleitungen und Feldkabel ist die Reichweite wesentlich geringer, etwa 10 km. Verwendung der Erde als Rückleitung ist möglich, doch verringert sich dadurch die Reichweite. Die Apparate haben den wesentlichen Vorteil, daß sie bei Verwendung der gewöhnlichen Mittel abhörsicher sind."

Gegenüber der zuerst beschriebenen Konstruktion hatten diese für den Feldgebrauch bestimmten Apparate eine geringe Sendeenergie, aber

Digitized by Google

eine größere Empfangsempfindlichkeit. Von der besonderen Wichtigkeit des richtigen Verhältnisses beider werden wir später sprechen. Ein Nachteil dieser Apparate lag darin, daß der Klingelanruf durch die niederfrequenten Klingelströme übertragen und daher bei allen Apparaten gehört wurde. Neukonstruktionen, die diesen Fehler vermeiden, werden später besprochen.

Bei den weiteren Konstruktionen sind entgegen den beschriebenen die Bedürfnisse der zivilen Anwendung besonders berücksichtigt. Eine große Rolle spielt dabei naturgemäß neben dem Mehrfach-Streckenverkehr, wie er zum Beispiel besonders bei der Eisenbahn vorliegt, die Anpassung des Systems an den im Telephonbetrieb allgemein üblichen Ämterverkehr.

Fig. 6 und 6a sowie die Schaltskizze Fig. 7 zeigt zunächst einen Apparat, wie er für den Streckenverkehr von den Deutschen Telephonwerken gebaut wird. Der Apparat arbeitet mit einer variablen Wellenlänge von ca. 2000 m. Bei diesen Apparaten ist die Sendeseite besonders durchgebildet, während die Empfangsseite eine geringere Empfindlichkeit hat. Als Sendelampe dient eine A.E.G.-Röhre 2 der Type K 6, mit einer Leistung von 0,3 Watt. Während auf der Empfangsseite nur eine Audionlampe 3 verwandt wird, ohne besonderen Verstärker, werden auf der Sendeseite die Sprechströme durch einen Niederfrequenzverstärker 1 verstärkt, bevor sie über den Eingangstransformator 4 in den eigentlichen Hochfrequenzapparat eingeführt werden. **Bei diesem Apparat ist außerdem zum erstenmal das Prinzip angewandt, daß die Sprechströme die Hochfrequenzströme selbst auslösen**[1]. Dies hat folgenden für die Praxis ungemein wichtigen Vorteil. Bei den seither beschriebenen Schaltungen sind die Hochfrequenzströme bei Sprechruhe ungedämpft und können daher, falls irgend welche Röhren der gleichen Leitung, sowohl Sender- als auch Empfangsröhren, nahezu gleiche Wellen haben, Interferenztöne erzeugen, die selbstverständlich außerordentlich störend empfunden werden. Die Gefahr hierzu wird um so größer, je mehr Apparate an die Leitung angeschlossen sind, besonders infolge der nie ganz zu vermeidenden Oberwellen. Dies wird naturgemäß dann vermieden, wenn die hochfrequenten Ströme nur beim Sprechen entstehen, also ungedämpft überhaupt nicht auftreten können. Eine der Schaltungen, die auf diesem angedeuteten allgemeinen Prinzip beruhen, ist bei den vorliegenden Apparaten angewandt.

1) Vgl. D. R. P. 321585 und 321586.

Digitized by Google

Die normale Anodenspannung der Röhre beträgt 220 Volt, die Spannung an der Anode der Senderöhre wird jedoch mittels Potentiometers nur so hoch eingestellt, daß Schwingungen im Schwingungskreis 6 eben nur gerade spurweise auftreten. Der Mikrophonkreis ist hier durch den Eingangstransformator 4 mit dem Anodenkreis (nicht Gitterkreis) gekoppelt. Die Sprechströme des Mikrophonkreises werden im Transformator 4 auf höhere Spannung transformiert und erhöhen, wie die Schaltung zeigt, die Anodenspannung und zwar so

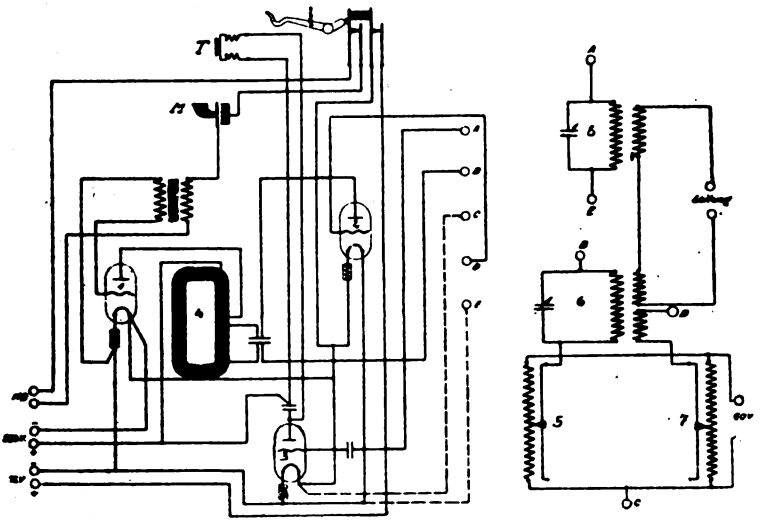


Fig. 7.

weit, daß Schwingungsströme von entsprechender Energie auftreten, welche die Dämpfung der Leitung überwinden, während die bei Sprechruhe vorhandenen Spuren durch die Dämpfung der Leitung sehr bald unter die Hörschwelle des Empfanges sinken.

Bei Versuchsapparaten gingen wir andererseits auch so vor, daß der Sprechtransformator in den Gitterkreis hineinverlegt wurde und letzterer eine solche Zusatzspannung erhielt, daß die Schwingungen ebenfalls nur beim Sprechen hervortraten. Bei einer weiteren Entwicklungsstufe wurde der Sprechtransformator teilweise in den Anodenkreis und teilweise in den Gitterkreis verlegt. So wurde eine Art Sprechrückkopplung erzeugt, die sich in einer verstärkten Lautstärke äußerte.

Das zweite Potentiometer 7 in der definitiven Anordnung Fig. 7

Digitized by Google

gestattet eine positive Zusatzspannung im Gitterkreis einzustellen. Diese dient dazu, den inneren Widerstand der Röhre dem des Schwingungskreises zweckmäßig anzupassen. Die hierzu erforderliche Spannung liegt zwischen 0 und 30 Volt. Die Schaltung der Empfangsröhre 3 umfaßt im wesentlichen den abgestimmten Gitterkreis 8, den Kondensator 9, der dem Gitter vorgeschaltet ist, und das Telephon *T*. Während die Röhren in den eigentlichen Telephonapparat eingebaut sind, sind die Sende- und Empfangsschwingungskreise 6 und 8′ auf besonderem Zusatzbrettchen untergebracht, um bei den ersten praktischen Probeeinführungen Auswechslungen und Vervollkommnungen der einzelnen Teile möglichst zu erleichtern.

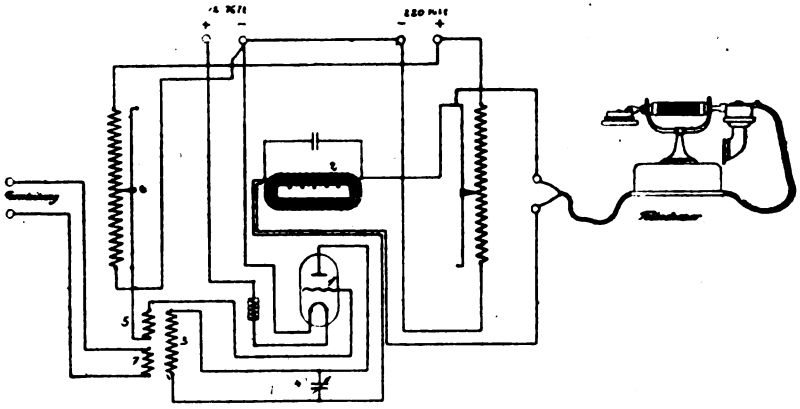


Fig. 9.

Fig. 8 und 9 stellt eine Anordnung dar, wie sie für den Betrieb in Stadtnetzen mit Ämterbetrieb verwandt werden kann. Dabei ist darauf besonders Rücksicht genommen, daß an den normalen Teilnehmeranschlüssen nichts geändert zu werden braucht, wenn in einem bestehenden Amt zum Hochfrequenzbetrieb übergegangen werden soll. Die prinzipielle Schaltung wird durch die Abbildung des deutschen Reichspatentes Nr. 321 589, die in Fig. 10 wiedergegeben ist, veranschaulicht. Grundprinzip hierbei ist die Verwendung von Niederfrequenzströmen zwischen Teilnehmer und Amt, während die Hochfrequenz auf die Verbindung zwischen den Ämtern beschränkt bleibt. Dies entspricht naturgemäß dem praktischen Bedürfnis, da nur die Leitungen zwischen den Ämtern eine Entlastung erforderlich machen, während die Leitung zwischen Teil-

Digitized by Google

nehmer und Amt in der Regel überhaupt nur einfach belegt werden kann. Hat andererseits der Teilnehmer mehrere Anschlüsse oder gar eine eigene Zentrale, dann gilt er natürlich hinsichtlich der Mehrfachtelephonie als besondere Zentrale. An Stelle seiner vielen Amtsleitungen können dann entsprechend der höheren Leistungsfähigkeit der Mehrfachtelephonie nur eine einzige oder einige wenige Leitungen treten, die dann sämtlich gleichzeitig mehrfach belegt werden können.

Die Hochfrequenzapparate befinden sich bei dieser Schaltungsart in den Ämtern selbst, mit ihrer Wartung hat der Teilnehmer nichts zu tun. Die Tätigkeit des Amtes beschränkt sich andererseits darauf, die Teilnehmer mit einem nicht belegten Hochfrequenzapparat zu ver-

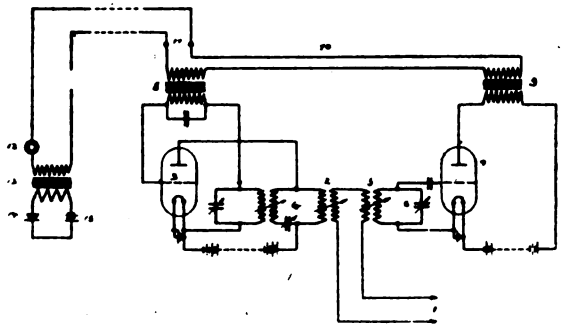


Fig. 10.

binden. Natürlich fällt dem Amt auch die Wartung der Hochfrequenzapparate zu, doch kann diese Arbeit ein Mechaniker gleichzeitig an einer größeren Anzahl von Apparaten besorgen. Die Schaltung im einzelnen geht aus der Fig. 10 hervor.

Abgesehen davon, daß die Hochfrequenzapparate im Amt aufgestellt sind, ist noch der weitere Vorteil bei dieser Schaltung erzielt, daß nur zwei[1]) Drähte vom Teilnehmer zum Amt führen.

In der Fig. 10 ist zur Vereinfachung nur ein Teilnehmer und ein Sender- und Empfängerpaar gezeichnet. Die Fernleitung 1 ist durch die Spule 2 mit dem im Anodenkreis der Senderöhre 8 liegenden Schwingungskreis 4 und durch die Spule 5 mit dem im Gitterkreis der Empfangsröhre 7 liegenden Schwingungskreis 6 gekoppelt. Ein Eingangstransformator 8 liegt im Gitterkreis der Senderröhre, der Ausgangstransformator 9 im Anodenkreis der Empfangsröhre. Die

1) Vgl. D. R. P. 321 589.

Digitized by Google

Sekundärwicklungen beider Transformatoren liegen in der Doppelleitung 10. Die Stöpselanschlüsse 11 gestatten eine wahlweise Verbindung des Senders und Empfängerpaares mit verschiedenen Teilnehmerleitungen. Die Apparate beim Teilnehmer bestehen in üblicher Weise aus dem Telephon 12, dem Mikrophontransformator 13, dem Mikrophon 14 und der Mikrophonbatterie 15. Zweckmäßig wird jeder der beiden Sender mit einer anderen Welle betrieben, damit das Gespräch durch den eigenen Empfänger nicht geschwächt wird.

Eine Vervielfältigung der Teilnehmerzahl wie auch der auf der Zentrale aufzustellenden Sender- und Empfängerapparate ist ohne weiteres möglich.

Dieses Prinzip ist bei den Apparaten Fig. 8 angewandt. In dem Schaltungsschema Fig. 9 ist ebenfalls der Einfachheit wegen nur ein Teilnehmerapparat und eine Hochfrequenzapparatur eingezeichnet. Die Ausführung sieht nur eine einzige Röhre 1 vor, die gleichzeitig Sende- und Empfangszwecken dient. Die Teilnehmerleitung wird lediglich an einen Transformator 2 geschaltet. Die in ihr fließenden Sprechströme dienen zur Erzeugung der Hochfrequenzschwingungen. Eventuell werden die Teilnehmergespräche vorher durch ein Niederfrequenzgegensprechverstärker, der in der Schaltung nicht mit eingezeichnet ist, geleitet. Umgekehrt werden die ankommenden Hochfrequenzschwingungen durch die Röhre gleichgerichtet und die an der Drossel auftretenden niederfrequenten Empfangsströme der Teilnehmerleitung wieder zugeführt.

Im Anodenkreis der Röhre 1 befindet sich außer der Anodenbatterie in Spannungsteilerschaltung der Schwingungskreis 3, 4 sowie der Transformator 2. Im Gitterkreis liegt außer der Rückkopplungsspule 5 der Spannungsteiler 6, der die Zusatzspannung einzuregulieren gestattet. Die Spule 7 koppelt die Fernleitung mit dem Schwingungskreis der Röhre.

Ein Verkehr kann sich hier selbstverständlich nur auf einer Welle abspielen. Dies stellt aber einen wesentlichen Vorteil bezüglich der Wellenersparnis dar. Die Wellenlänge beträgt auch hier ca. 2000 m, die Reichweite beträgt auf oberirdischen Leitungen mindestens 100 km. Die weiteren Einzelheiten der Schaltung gehen ebenfalls aus Fig. 9 hervor. Es sei aber nochmals hervorgehoben, daß die in der Fig. 8 sichtbaren Teilnehmerapparate vollkommen normale Ausführung haben. Die Leitung zwischen dem Hochfrequenzschaltbrett und diesen Apparaten überbrückt beim eigentlichen Ämterbetrieb die Entfernung Amt-Teilnehmer. Es sei besonders erwähnt, daß diese Apparatur auch einen

Digitized by Google

gemischten Betrieb zuläßt, derart, daß die bestehenden Kabel zwischen den einzelnen Ämtern weiter für Niederfrequenz benutzt werden, daß aber neue Leitungen gelegt werden, die dann mehrfach ausgenützt werden können.

In dem Schaltschema 9 ist die Anrufvorrichtung nicht mit eingezeichnet. Es sei bei dieser Gelegenheit erwähnt, daß der gesamte Anrufbetrieb dem Mehrfachbetrieb angepaßt werden muß. Alle Einzelheiten werden wir später an anderer Stelle veröffentlichen. Hier sei nur erwähnt, daß es praktisch in gewissen Fällen nötig ist, daß auch der Anruf durch Hochfrequenz übertragen wird, so daß der Anruf nicht von allen an die Leitung angeschlossenen Apparaten gehört wird, sondern nur von den auf die Anrufwelle abgestimmten. Die Lösung des Problems ist nicht so einfach, als es anfangs scheinen könnte. Doch wurde auch hier eine Lösung gefunden. Es ist einleuchtend, daß die Lösung dieses sowie aller anderer durch die Betriebsverhältnisse bedingter Probleme eine Lebensfrage für die praktische Verwendbarkeit der Hochfrequenztelephonie ist.

Hochfrequenz-Mehrfachtelegraphie.

An sich scheint bei der Mehrfachtelegraphie im Gegensatz zur Mehrfachtelephonie sowohl gedämpfter als auch ungedämpfter Verkehr möglich.

Bei unseren Versuchen gaben wir von vornherein den ungedämpften Sendern den Vorzug. Die weitere Entwicklung rechtfertigte dies, ganz abgesehen davon, daß auch hier wie beim drahtlosen Verkehr der Vorteil der größeren Abstimmschärfe zu erwarten war. Als Empfang verwandten wir den Interferenzempfang. Dabei kann man zunächst so vorgehen, daß man ganz analog dem drahtlosen Verkehr auf jeder Seite einen kompletten Sender und Empfänger aufstellt. Dies ist jedoch hier bei der Leitungstelegraphie nicht nötig. Dadurch daß die Verluste der Leitung sehr viel kleiner sind als die Verluste der drahtlosen Übertragung, ist die im Empfänger ankommende Energie nur wenig kleiner als die Energie des Senders. Dadurch wird es möglich, den Sender selbst beim Empfang als Überlagerer zu benutzen, ohne daß durch besondere Maßnahmen die ausgestrahlte Energie beim Empfang herabgesetzt zu werden braucht.

Der geringe Unterschied zwischen der Sendeenergie und der im Empfänger ankommenden Energie bringt aber noch den weiteren Vorzug, daß es möglich wird, die spez. Empfangseinrichtungen ständig eingeschaltet zu lassen. In der drahtlosen Technik ist dies bekanntlich nicht möglich wegen der großen Energieunterschiede zwischen

Digitized by Google

Sender und Empfänger. Erst durch diese Maßnahme ist es möglich, den Betrieb ganz analog dem in der Gleichstromtelegraphie üblichen durchzuführen.

Unsere Betriebsart leistet übrigens insofern mehr als der übliche Gleich-Strombetrieb, als sie nicht nur in Betriebspausen die Leitung zu kontrollieren gestattet, sondern auch stets festzustellen vermag, ob der Gegenapparat auf die eigene Welle abgestimmt und damit empfangsbereit ist.

Die Entwicklung bis zur völligen Lösung des Problems zeigen die folgenden Apparate.

Fig. 11 zeigt die ersten Apparate für den praktischen Gebrauch, und zwar waren diese ebenso wie die ersten Telephonieapparate für

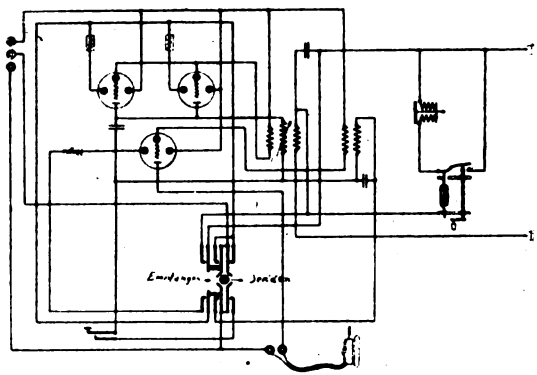


Fig. 12.

den Feldgebrauch bestimmt. Bei diesen war bereits der Interferenzempfang angewandt. Fig. 12 zeigt die innere Schaltung der Apparate. Fig. 12a zeigt die gleiche Schaltung, jedoch in einer für das Verständnis übersichtlicheren Form.

Die Röhren 1 und 2 in der Fig. 12a dienen sowohl Sendezwecken als auch Empfangszwecken; hierfür werden die Überlagerungslampen der Telefunken-Gesellschaft verwandt. Ein Kippschalter schließt die Kontakte $S1$ und $S4$ beim Senden, $S1$, $S2$, $S3$ und $S5$ beim Empfangen. Die Schwingungen werden nach dem Prinzip der Rückkopplung erzeugt; zum Auslösen der Schwingungen dienen die Morsetasten M. Die Senderöhren 1 und 2 dienen gleichzeitig auch zum Empfang der Interferenzströme der ankommenden Welle und der Wellen dieser Lampen. Lampe 3 ist ein gewöhnlicher Niederfrequenzverstärker.

Digitized by Google

Das Telephon endlich ist in den Anodenkreis dieser Verstärkerlampe eingeschaltet.

Die Wellenlänge kann mittels eines Variometers V zwischen 800 und 1800 m beliebig eingestellt werden. Mit dem Anodenkreis ist die Fernleitung induktiv gekoppelt. In diese ist die Klingel eingeschaltet. Parallel zu ihr liegt ein Kondensator von $^1/_2$ Mf., der für die Hochfrequenzströme die hohe Induktanz der Klingel überbrückt. Der Schalter $S2$ schließt die Klingel während des Empfanges kurz, so daß ein fremder Anruf während des Empfanges nicht stören kann. Also auch hier wie bei den beschriebenen Apparaten für die Telephonie ist der gewöhnliche Niederfrequenz-Klingelanruf verwandt, was

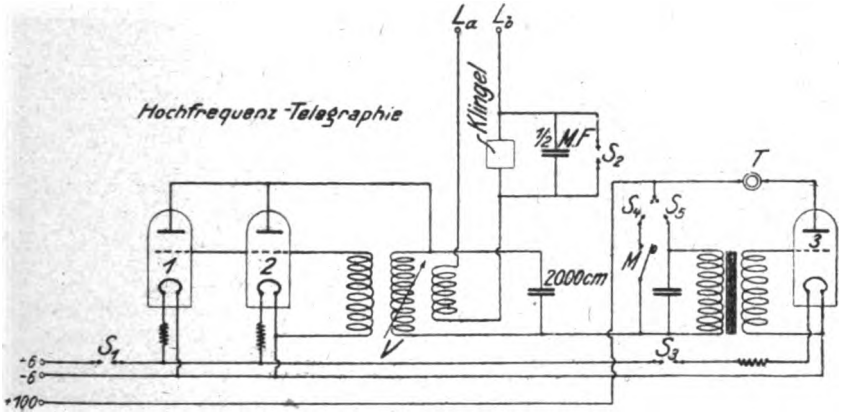


Fig. 12a.

natürlich den Nachteil hat, daß ein Anruf gleichzeitig auf allen Stationen gehört wird. Dies wird umgangen, sobald der Klingelanruf ebenfalls durch den hochfrequenten Strom übertragen wird.

Es ist einleuchtend, daß die Lösung dieses Problems eine Lebensfrage für die praktische Verwendbarkeit der Hochfreqenztelegraphie war, ebenso wie wir schon auf dessen Wichtigkeit bei der Telephonie hingewiesen haben.

Die hierbei angewandte Schaltung soll erst später veröffentlicht werden.

Mit diesem Apparate wurde eine Freileitung mit 4 mm Kupferdurchmesser der Strecke Berlin—Hannover bereits Herbst 1918 leicht überbrückt. Auch ohne Anwendung eines besonderen Verstärkers war

Digitized by Google

das Telegramm in Berlin deutlich hörbar. Bei Anwendung eines Zweiröhrenverstärkers war der Empfang sogar brüllend laut.

Diese Apparate hatten den Nachteil, daß ein besonderer Kippschalter erforderlich war, um den Apparat entweder zum Senden oder zum Empfangen umzuschalten. Die Apparatur ist nicht ständig empfangsbereit. Die Gegenstation kann sich nicht mitten während des Betriebes mit der Aufgabestation verständigen, weil diese ja nicht ständig auf Empfang steht. Dann kommt noch der weitere Nachteil hinzu, daß durch das Umschalten infolge der Selbstinduktion und Kapazität der Montageleitung eine Verstimmung in der Wellenlänge

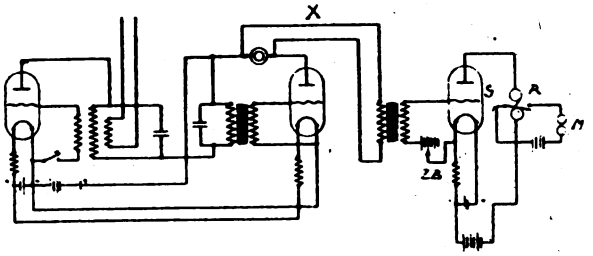


Fig. 13.

unvermeidlich ist. Es ist also immer ein Nachstellen notwendig. Andererseits aber hat diese Konstruktion den Vorteil größter Energieausnützung und damit sehr hoher Reichweiten. Bei diesen Apparaten geht beim Senden keine Energie dadurch verloren, daß besondere Empfangseinrichtungen ständig auch während der Sendeperiode eingeschaltet bleiben. Auch die erwähnten Nachteile zu beseitigen, war der letzte Schritt. Die endgültige Schaltung ist in Fig. 13 wiedergegeben. Man denke sich zunächst den Teil der Schaltung rechts von der punktiert gezeichneten Leitung x fort. Der Unterschied gegenüber der früher beschriebenen Konstruktion besteht, was die formale Schaltung anbelangt, nur darin, daß die Morsetaste, die vorher im Anodenkreis parallel zum Eingangstransformator der Verstärkerlampe lag, jetzt in den Gitterkreis der Sendelampe eingeschaltet ist. Die Verstärkerlampe mit dem Telephon bleibt ständig eingeschaltet. In Ruhe bleibt die Morsetaste stets gedrückt, es wird also ständig ein Ruhestrom ausgesandt. Gibt die Gegenstation, so hört man die Morsezeichen im Telephon, natürlich hört man nicht nur die Morsezeichen der Gegenstation, sondern auch die der eigenen Station während der eigenen Sendeperioden. Dies ist beim praktischen Betrieb naturgemäß ein großer Vorteil. Will die

Digitized by Google

Gegenstation die Aufgabestation mitten in einem Telegramm unterbrechen, so braucht sie nur das Irrungszeichen zu geben. Dadurch werden die eigenen Zeichen gestört, die Aufgabestation bemerkt dieses und ist bei ständigem Drücken der Taste sofort bereit, den Gegenruf der anderen Station aufzunehmen. Kurzum, es kann sich bei dieser Schaltungsart der gesamte Verkehr ebenso abspielen, wie er beim jetzigen normalen Morse-Ruhestrombetrieb üblich ist.

Mit diesen Apparaten wurde bei Verwendung gewöhnlicher Überlagerungslampen der Telefunkengesellschaft mit einer Leistung von 0.03 Watt am 28. März 1919 die Strecke Berlin—Weimar überbrückt. Die Leitung bestand aus 5 mm Kupfer, die Lautstärke war gut und ließ, wie uns in freundlicher Weise von Herrn Holborn, der in Weimar an den Versuchen teilnahm, mitgeteilt wurde, darauf schließen, daß auch noch größere Entfernungen überbrückt werden können. Die Wellenlänge betrug bei diesen Apparaten 600—1300 m.

Die seither erwähnten Konstruktionen für die Telegraphie bedienen sich nicht des bei dem normalen Morsebetrieb benutzten Schreibempfang, sondern eines Hörempfangs, wie er bei der drahtlosen Telegraphie üblich ist. Dieser Hörempfang darf jedoch nicht mit dem sonst in der Leitungstelegraphie üblichen Hörempfang, dem sogenannten Klopferempfang, auf eine Stufe gestellt werden. Während jener erfahrungsgemäß die Nerven der Beamten stark anstrengt und auch vor allem dadurch Nachteile hat, daß verschiedene Klopferapparate im gleichen Zimmer sich gegenseitig stören, fällt dieser Nachteil hier weg, da die Zeichen mit dem Telephon aufgenommen werden und der musikalisch angenehme Ton des Schwebungsempfanges die Nerven in keiner Weise reizt. Es ist durchaus möglich, daß sich dieser Hörempfang bei der Hochfrequenztelegraphie ständig einbürgert.

Andererseits können dieselben Apparate sehr wohl auch zu einem Schreibempfang benutzt werden. Hierzu ist nur eine Zusatzapparatur erforderlich, die parallel zum Telephon geschaltet wird. Die Schaltung ist in Fig 13 rechts der Leitung x wiedergegeben. Wie die Schaltung zeigt, ist parallel zum Telephon eine Gleichrichterröhre G angeschlossen. Die Zusatzbatterie ZB im Gitterkreis dieser Gleichrichterröhre kann variiert werden. Der gleichgerichtete Strom betätigt ein Relais R. Der Lokalstromkreis dieses Relais bedient den Morseapparat M.

Ein Nachteil des Relaisbetriebes liegt offenbar darin, daß die Gleichrichterröhre und das Relais selbstverständlich auf Interferenztöne

Digitized by Google

beliebiger Frequenz ansprechen, also auch auf so hohe Frequenzen, die von dem Ohr nicht mehr wahrgenommen werden. Die Abstimmung zwischen den beiden Gegenstationen kann dadurch so schlecht werden, daß zwar für das Ohr ein Empfang nicht mehr vorhanden ist, trotzdem aber der Morseapparat noch sicher arbeitet, d. h., die Abstimmungsschärfe bei den Morseapparaten ist praktisch außerordentlich viel schlechter ist, als bei dem Hörempfang. Dadurch ist bei einem Mehrfachbetrieb ein gegenseitiges Stören der einzelnen Apparaturen natürlich unvermeidlich, ja sogar kann hierdurch der Mehrfachbetrieb überhaupt in Frage gestellt werden.

Dieser Übelstand ist schließlich dadurch vermieden worden, daß der Eingangstransformator der Gleichrichterröhren so gebaut wird, daß durch ihn nur Ströme von hörbaren Frequenzen übertragen werden. Dies kann durch die geeignete Wahl der Eisenunterteilung und der Windungszahl des Transformators praktisch erzielt werden.

Dieses Mittel der sogenannten „Tontransformatoren“ [1]) versagt bei großen Wellenlängen, praktisch über 3000 m, da die Interferrenztöne von der absoluten und nicht der prozentualen Differenz der Frequenzen abhängig sind. Hier hat man also auch bei akustischem Empfang sehr geringe Abstimmschärfe. — Man kann sich hier z. B. so helfen, daß man den Eisenkern aus massivem Eisen herstellt und damit den Bereich der übertragbaren Interferenzströme noch weiter einschränkt, oder besser auf der Primär- und Sekundärseite des Transformators Resonanzkreise anschließt, die auf niedere hörbare Frequenzen abgestimmt sind.

Ein anderes Mittel der Beschränkung sind elektrische oder mechanische Abstimmung der Relais. Ein Beispiel für die erste Gruppe ist ein sogenanntes Rufrelais, das auf Frequenzen von ungefähr 20 Perioden anspricht.

Bei der andern Gruppe wird ein Pendelrelais benutzt, das entsprechend den Interferenzen Vibrationen macht, deren Amplitude davon abhängig ist, wieweit sich die Frequenz der Interferenzen der mechanischen Eigenfrequenz der Zunge nähert. Auf diese Weise kann erzielt werden, daß die Apparate praktisch nur bei ganz kleinen Interferenzfrequenzen ansprechen, und man kann so bei einer Welle von 3000 m die gleiche Abstimmschärfe wie bei Tonempfang und einer Welle von etwa 300 m erzielen.

1) D. R. P. angemeldet.

Digitized by Google

Die Schaltung eines solchen Relais zeigt Fig. 14. Man verwendet hier ein Gleichstromrelais. Bei entsprechend feiner Einstellung des Interferenzstromes gelangt der Anker infolge mechanischer Resonanz zum Vibrieren.

Wie die Schaltung Nr. 14 zeigt, kann dieser pendelnde Kontakt C dazu benutzt werden, durch die Magnetspulen eines Morseapparates abwechselnd die entgegengesetzt gerichteten Ströme zweier Gleichstrombatterien $B1$ ung $B2$ zu schicken. Die Zunge des Kontaktes bei C gerät nur dann in kräftige Vibration, wenn die Wechselfrequenz identisch mit der mechanischen Eigenfrequenz der Zunge ist. Endlich hat

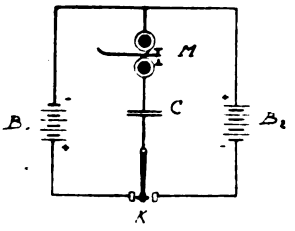


Fig. 14.

diese Schaltungsart noch den weiteren Vorteil, daß vor dem Morseapparat ein Kondensator C eingeschaltet werden kann, dieser bietet dem Wechselstrom während des Vibrierens der Zunge des Relaiskontaktes K keinerlei Hindernis, während er den Stromkreis sofort sperrt, sobald etwa der Kontakt K in einer Lage stehen bleibt und infolgedessen Gleichstrom durch die Spule des Morseapparates ohne Vorhandensein des Kondensators fließen würde. Endlich könnte ohne Einschalten des Kondensators auch der Fall eintreten, daß die Striche bei sehr langsamem Vibrieren der Zunge als schnell aufeinanderfolgende Punkte auf dem Papierstreifen ankämen. Das wird durch entsprechende Dimensionierung des Kondensators ebenfalls vermieden. Als Relais werden bei dieser Anordnung die bekannten Pendelumformer nach E. Falkenthal benutzt.

Gerade so, wie man beim Hörempfang das eigene Telegramm mithören konnte, so kann man hier beim Schreibempfang gleichzeitig das aufgegebene Telegramm auf dem eigenen Morseapparat kontrollieren. Beim Empfang muß auch hier wie beim Hörempfang stets die Morsetaste gedrückt werden. Dies kann natürlich in der Praxis als Nachteil empfunden werden. Beim Schreibempfang kann man aber diesen

Digitized by Google

Nachteil sehr leicht so umgehen, daß die Taste als Ruhestromtaste ausgeführt ist. Im Telephon hören wir dann die umgekehrten Morsezeichen, d. h., diese Methode ist bei Hörempfang unbrauchbar, wohl aber beim Schreibempfang sehr geeignet. Zwar fließen auch hier durch die Primärwicklungen des Relais Ströme, die den umgekehrten Morsezeichen entsprechen, aber die Sekundärkontakte des Relais können hier wiederum so geschaltet werden, daß im Lokalkreis des Relais die Zeichen in der richtigen Art als Morsezeichen aufgenommen werden.

Ähnlich wie beim normalen Morsebetrieb ein Milliamperemeter (in der Regel ein Nadelinstrument) den Leitungsstrom anzeigt und damit erkennen läßt, ob die Leitung intakt ist und der Apparat der Gegenstation angeschlossen ist, ebenso haben wir hier ganz analog im Anodenkreis der Gleichrichterröhren ein Instrument in Dosenform mit einer Empfindlichkeit von etwa 10^{-3} Ampere, das nur dann ausschlägt, wenn die Leitung in Ordnung ist und beide Apparate aufeinander abgestimmt sind, da nur dann ein Interferenzstrom vorhanden sein kann. Der Ausschlag des Galvanometers entspricht naturgemäß den umgekehrten Morsezeichen genau wie beim Ruhestrombetrieb der normalen Morseapparate.

Der Relaisbetrieb mit Schreibempfang hat gegenüber dem Hörbetrieb den weiteren großen Vorteil, daß Störungen, wie z. B. die der Oberwellen, hier nicht mehr durchdringen. Das liegt einfach darin begründet, daß das Ohr ein geringeres Gefühl für die verschiedenen Amplituden der Grund- und Oberwellen besitzt, während die Empfindlichkeit der Relais eine engbegrenzte ist, die sehr wohl so eingestellt werden kann, daß sie auf die Grundwelle sicher ansprechen, daß aber die Oberwelien die Relais nicht mehr betätigen können.

Mit den beschriebenen Apparaten mit Schreibempfang werden Entfernungen von 200 km bei Wellenlängen von 3000—4000 m ohne Zwischenverstärker überbrückt unter Zugrundelegung einer Doppelleitung mit einem Kupferdurchmesser von 4 mm.

Fig. 15 zeigt den Aufbau eines 5-fach-Verkehrs mit Schreibempfang zwischen dem Laboratorium der Deutschen Telephonwerke und dem Telegraphenversuchsamt. Die Sender dieser Apparate unterscheiden sich von den seither beschriebenen nur insofern, als anstelle der Telefunken-Überlagerungsröhren jetzt A.E.G.-Lampen mit einer Leistung von 0,8 Watt getreten sind. Endlich ist noch bei den Gleichrichterröhren die Neuerung eingeführt, daß anstelle der Zusatzspannung im Gitterkreis ein in Reihe geschalteter Kondensator ein-

Digitized by Google

gebaut ist. Man erhält einen nicht völlig verschwindenden Anodenstrom, sondern dieser schwankt nur innerhalb gewisser Grenzen. Bei den abgebildeten Apparaten beträgt der Ruhestrom im Anodenkreis der Gleichrichterröhre normal ca. 15 MA. Dieser geht beim Drücken der Taste auf 5 bis 6 MA. zurück. Die magnetisierende Wirkung dieses Reststromes kann mit Vorteil durch einen einregulierbaren Strom kompensiert werden, der durch eine besondere Gegenwicklung des Relais geschickt wird. Gegenüber den verschiedenen erwähnten Vorteilen des Relaisbetriebs darf aber die große Einfachheit in der Apparatur beim Hörbetrieb nicht vergessen werden.

Ebenso wie sich das System der Hochfrequenztelegraphie zum Betrieb der normalen Morseapparate eignet, so können auch Hughesapparate mit solchen Strömen betrieben werden, dabei erfolgt genau wie bei dem Morsebetrieb Geben und Senden auf der gleichen Welle. Fig. 16 zeigt die gesamte Apparatur, Fig. 17 zeigt die innere Schaltungsanlage. Wir haben hier den ungedämpften Sender, die Relaisanordnung und den Hughesapparat selbst zu unterscheiden. Der Hughesapparat hat die bekannte Ausführung. Er besteht aus einer Sendeapparatur $L_a K_2$ und einer Empfangseinrichtung $K_1 L_b$. Die Sendeapparatur besteht im wesentlichen aus dem Nadelgalvanometer, das hier bei Hochfrequenz wegen seiner hohen Induktivität kurz geschlossen werden muß, dem Hauptschalter S und der durch den Kontaktschlitten auslösbaren Feder bei B. Die Empfangsapparatur enthält den Umschalter U und den Elektromagneten. Durch den Elektromagneten wird indirekt veranlaßt, daß das Papier gegen das Typenrad geschleudert wird. Die Technik der Hughesapparate im Einzelnen können wir hier als bekannt voraussetzen. Ähnlich wie beim Morsebetrieb wird beim Drücken der Klaviatur sowohl der Streifen auf der Sendeseite, als auf der Empfangsseite beschrieben. Da wir auch hier Ruhestrombetrieb haben, so ist die Leitung zum Gitterkreis des Senders zwischen $L_a K_2$ und nicht zwischen L_a und B angeschlossen. $L_a K_2$ ist also kurz geschlossen, wenn der Kontaktschlitten B nicht arbeitet. Wird er durch die Klaviatur betätigt, dann wird der Gitterkreis der Senderöhre unterbrochen. Normalerweise ist er geschlossen. Sendet jetzt die Gegenseite, so entstehen bei richtiger Abstimmung Interferrenzströme, gleichzeitig wird dieser Interferrenzstrom durch die Lampe 2 verstärkt. Der Anodenstrom der Gleichrichterlampe 3 fließt durch die Primärwicklung des Relais B, dessen Lokalstrom betätigt den Elektromagneten E. Da wir, wie schon oben erwähnt, Ruhestrombetrieb haben, muß die Schaltung der Relaiskontakte naturgemäß so gewählt

Digitized by Google

werden, daß bei vorhandenem Interferrenzstrom, d. h., wenn auf keiner der Stationen Morsezeichen gegeben werden, auch kein Strom durch den Elektromagneten *E* fließt.

Von der Schaltung Fig. 13 unterscheidet sich diese Schaltung prinzipiell im übrigen nur dadurch, daß hier die im Gitterkreis der Sende-Empfangs-Lampe auftretenden Interferenzströme nach ihrer Verstärkung in Röhre 2 mit der Gleichrichterröhre 3 gekoppelt werden.

Bei jedem Hughesbetrieb ist dauernder absoluter Synchronismus auf beiden Seiten ein Erfordernis für ein sicheres Arbeiten; dies verlangt außerordentlich schnell arbeitende Relais, die möglichst ohne Trägheit arbeiten. Hierin besteht aber auch die ganze Schwierigkeit eines Hughesbetriebes mit Hochfrequenz. Hat das Relais eine zu große Trägheit, so kennzeichnet sich dies dadurch, daß gewisse Buchstaben besonders bei schwierigen Kombinationen falsch ankommen. ohne daß der Apparat ständig außer Tritt fiele.

Der Betrieb mit Hughesapparaten war bereits im Oktober 1918 von uns ausgearbeitet worden. Damals wurde jedoch noch mit dem alten Umschaltebetrieb gearbeitet, bei dem es nicht möglich war, auch das aufgegebene Telegramm zu registrieren, und bei dem ebenso ein unmittelbares Gegen-Telegraphieren ausgeschlossen war.

Die Reichweite ist die gleiche wie bei dem Morseapparat mit gewöhnlichem Schreibempfang.

Endlich wurde ebenfalls im Oktober 1918 damals auf Anregung der Heeresleitung Versuche mit einem Siemensschen Schnellgeber gemacht, verwandt wurde ein Schnellgeber der Siemens & Halske-A.-G., wie er beim Schnellbetrieb der drahtlosen Stationen während des Krieges von der Telefunkengesellschaft gebaut wurde. Auch dieser Betrieb arbeitete einwandfrei mit vorher maschinell gelochtem Streifen. Fig. 18 und 19 zeigt den Aufbau der Sende- und Empfangsapparatur.

In Fig. 18 sehen wir links den Lochapparat, der den rechts stehenden Telegraphiekasten betätigt. Dieser ist dabei auf Senden geschaltet. Fig. 19 zeigt links einen auf Empfang geschalteten Telegraphiekasten. In der Mitte sehen wir einen Röhrengleichrichter, dahinter einen Zweiröhrenverstärker. Rechts davon ist der Morseapparat mit dem Relais aufgebaut.

Die Apparatur ist nur zum Betrieb in einer Richtung zusammengestellt. Ein eigentliches Gegentelegraphieren kommt hier praktisch nicht vor, da für die betriebstechnischen Meldungen keine gelochten Streifen vorliegen.

Digitized by Google

3. Allgemeine Betrachtungen.

Zum Schluß sei noch einiges über die Verhältnisse von Sendeenergie und Empfangsempfindlichkeit erwähnt. Diese Bemerkungen gelten in gleicher Weise für die Hochfrequenztelephonie, wie für die

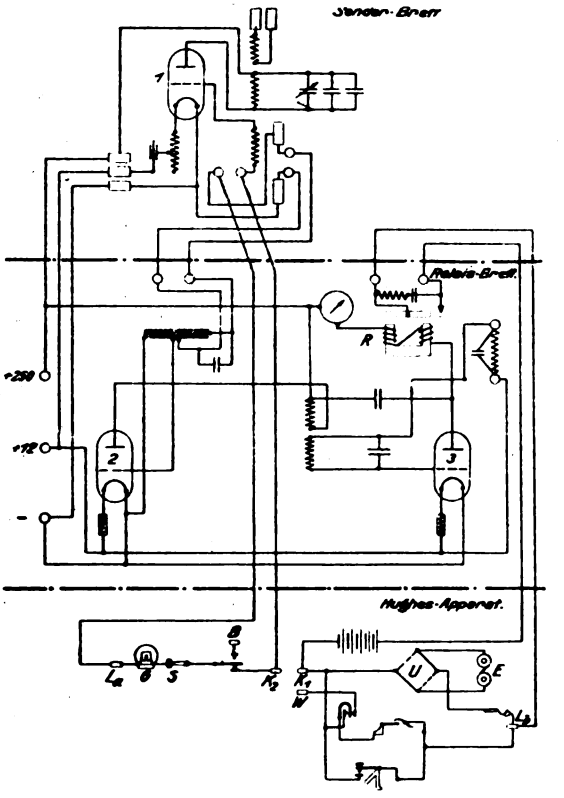


Fig. 17.

Hochfrequenztelegraphie. Ganz allgemein kann man folgende Forderung aufstellen. Steigert sich die Sendeenergie, so muß die Empfangsempfindlichkeit geschwächt werden und umgekehrt, da sonst ein Durchhören auch der nichtabgestimmten Apparate zu fürchten ist. Kann man also auch sagen, daß gesteigerte Empfangsempfindlichkeit

Digitized by Google

eine verringerte Sendeenergie verlangt, und umgekehrt, so geht dies jedoch nicht so weit daß es technisch gleichgültig wäre, wie man die Sendeenergie, bezw. die Empfangsempfindlichkeit wählt.

Gesteigerte Sendeenergie hat vielmehr den Vorteil, daß dann fremde Störer infolge der geringen Empfangsempfindlichkeit weniger gefürchtet werden brauchen. So konnte z. B. der Fall konstatiert werden, daß Nauen wegen seiner gewaltigen Sendeenergien auch diese Leitungstelegraphie störte. Die Störungen fallen weg, sobald man die Empfangsempfindlichkeit verringert, dafür aber die Sendeenergie erhöht.

Ist man schon bei gegebener Sendeenergie in der Wahl der Empfangsempfindlichkeit begrenzt mit Rücksicht auf Störungen durch Apparate, die sich in der gleichen Leitung befinden, so hat man weitere Rücksicht mit Bezug auf das sogenannte Übersprechen zu nehmen, d. h. mit Rücksicht auf Störungen, die nicht von Apparaten in der gleichen Leitung, sondern von Apparaten in einer andern Leitung herrühren.

Allerdings kann prinzipiell das Übersprechen durch Kreuzen der Leitung verringert werden, bei hochfrequenten Strömen kann aber weiter ein Übersprechen auch durch kapazitiven Schluß herbeigeführt werden; hierauf hat das Kreuzen der Leitung, das nur den induktiven Schluß praktisch aufhebt, keine Wirkung. Ein kapazitiver Schluß kann jedoch durch besondere Kabelkonstruktion vermieden werden. Hierauf ist beim Bau von Hochfrequenzkabeln zu achten.

Liegt bei einem speziellen Gestänge der Abstand der einzelnen Leitungen und der Abstand der Kreuzungen fest, dann ist damit bei gegebener Sendeenergie eine obere Grenze für die Empfangsempfindlichkeit gegeben bezw. ist bei gegebener Empfangsempfindlichkeit eine obere Grenze für die Sendeenergie gegeben.

Die angeführten Überlegungen sagen aber keineswegs, daß man sehr große Entfernungen praktisch wegen der begrenzten Empfangsempfindlichkeit nicht überbrücken könnte. Im Gegenteil sagt diese Überlegung nur, daß an den Stellen, wo infolge der räumlichen Dämpfung der Leitung die Amplitude der Schwingungen unter die Schwelle der Wahrnehmbarkeit bei der betreffenden zulässigen Empfangsempfindlichkeit gesunken ist, Verstärker eingebaut werden müssen. Selbstverständlich kommen hierfür nur Hochfrequenzverstärker in Frage.

Diese Methode halten wir für besser als durch Verwendung großer Sendeenergieen große Reichweite anzustreben. Dabei ergeben sich

Digitized by Google

nämlich für den Bau der Apparate dadurch große Nachteile, daß getrennte Sender und Empfänger vorgesehen werden müssen. Abgesehen davon liegt ein weiterer Nachteil der großen Senderenergieen darin, daß man wegen der vergrößerten Gefahr des Übersprechens gezwungen wird, ganz analog den getrennten Sende- und Empfangsantennen in der drahtlosen Technik, für beide Richtungen getrennte Leitungen vorzusehen. die aber räumlich mehr oder weniger weit voneinander getrennt verlegt werden müssen.

Wir vertreten dem gegenüber das Prinzip, möglichst mit kleinen Sendeenergieen zu arbeiten und die Leistungsfähigkeit durch Zwischenverstärker zu vergrößern.

Sieht man zunächst von den Gegensprechverstärkern wegen ihrer geringen Verstärkungsziffer ab, so ist es bekanntlich, wegen der einseitigen Wirkung der Verstärker, notwendig, für einen Sprechverkehr zwischen zwei Punkten zwei Verstärker vorzusehen, von denen der eine für die eine, der andere für die andere Richtung dient. Entweder werden dabei zwei Leitungen in der Weise angeordnet, daß jede mit ihrem Verstärker nur für eine Sprechrichtung benutzt wird, oder es wird nur eine Leitung benutzt, deren Verstärker von der einen auf die andere Sprechrichtung umgeschaltet wird, was entweder jeweilig beim Wechseln der Sprechrichtung oder dauernd in sehr kleinen Zeitabständen geschieht. Beide Mittel sind aber teuer und umständlich im Gebrauch. Nach einem Vorschlag von Herrn E. Neuhold[1]) kann man aber auch so vorgehen, daß die beiden Verstärker, jeder für eine bestimmte Sprechrichtung dauernd parallel zueinander in die Leitung fest eingeschaltet werden, dabei wird für die eine Sprechrichtung eine andere Grundschwingung als für die andere benutzt und der eine Verstärker für die eine Grundschwingung, der andere für die andere Grundschwingung abgestimmt. Nunmehr wählt sich der Sprechstrom in jeder Sprechrichtung selbst den richtigen Weg über den passenden Verstärker, ohne daß es einer Umschaltung bedarf. Ordnet man in der Leitung noch weitere Verstärker in gleicher Art an, die auf Grundschwingungen von anderen Frequenzen abgestimmt sind, so kann man gleichzeitig mehrere Gespräche über dieselbe Leitung führen. Diese Methode ist ebensowohl für die Telegraphie wie für die Telephonie verwendbar.

Zum Schluß möchten wir noch kurz die Frage streifen, welche Wellenlängen zur praktischen Einführung am geeignetsten sind. Hinsichtlich der räumlichen Dämpfung sind naturgemäß die längeren

1) D. R. P. angemeldet.

Digitized by Google

Wellen vorteilhafter. Es liegt daher nahe, die Betriebswellen so groß wie möglich zu machen. Diesem Vorteil der geringen räumlichen Dämpfung stehen aber auch Nachteile gegenüber. Erstens nimmt im allgemeinen die Abstimmschärfe bei Abnahme der Frequenz ebenfalls ab. Zweitens verliert sich, wie man experimentell leicht zeigen kann, die Feinheit in der Klangfarbe.

Doch zeigten Anfang Dezember 1918 bei den D. T. W. angestellte Versuche, daß auch noch Wellen von 30 000 m Träger der Sprache sein können. Das Gespräch, das mit Detektor aufgenommen wurde, war jedenfalls verständlich. Auch haben wir die Apparate, wie sie Fig. 8 zeigt, mit einer Wellenlänge von 10 000 m ausgeführt und gute Verständigung bei entsprechend größerer Reichweite erzielt.

Bei der Telegraphie treten diese Übelstände der langen Wellen weniger auf, weil einmal die Klangfarbe hier garnicht vorkommt und zweitens beim Interferenzempfang die Dämpfung der Abstimmittel wenig oder gar keine Rolle hinsichtlich der Abstimmschärfe spielt. Hier kann, wie wir oben gesehen haben, wenigstens beim Schreibempfang, durch Verwendung der Pendelrelais eine hohe Abstimmschärfe auch bei langen Wellen erzielt werden.

Allgemein geben wir den kleinen Wellen den Vorzug und nur wenn es die Reichweite erfordert, gehen wir zu größeren Wellen über. Dies führt schließlich zu einer systematischen Anpassung der Betriebswellen an die Betriebslängen der Leitung derart, daß jede Leitung möglichst mit allen Wellen belastet wird, wobei die kleinen Wellen beim Nahverkehr angewandt werden, während die größeren Wellen für größere Abschnitte der Leitung oder für die gesamte Leitung reserviert bleiben [1]).

Endlich sei erwähnt, daß das System der Hochfrequenztelephonie und -telegraphie auch eine Ausnutzung der Starkstrom- und Hochspannungsleitungen zu Nachrichtenzwecken ermöglicht [2]).

Von den weiteren Vorzügen des Systems sei nur noch eines erwähnt, auf den inzwischen auch bereits K. W Wagner l. c. aufmerksam gemacht hat. Dieser besteht darin, daß die niederfrequenten Leitungsgeräusche von den Hochfrequenzempfängern nicht wahrgenommen werden. Dadurch ist eine gesteigerte Verstärkung möglich, die bei der gewöhnlichen Telephonie nicht mehr ausgenutzt werden kann. Bei dieser werden gleichzeitig die Geräusche verstärkt, wodurch das Gespräch zwar lauter, aber unverständlicher wird.

1) D. R. P. 1918 angemeldet.
2) D. R. P. angemeldet.

Digitized by Google

Dieser Vorteil tritt auch dann zu tage, wenn eine Freileitung in die Nähe einer neu errichteten Starkstromleitung zu liegen kommt. Allerdings können bei ungünstiger Kurvenform des Starkstroms die oberen Harmonischen höchster Ordnung auch hier störend wirken. Das muß von Fall zu Fall entschieden werden.

Schon oben hatten wir gesagt, daß die beschriebenen Apparate mit Röhren ausgerüstet sind, die auf dem Prinzip der Rückkopplung arbeiten. Schon oben erwähnten wir aber auch, daß man ebensowohl Hullsche Röhren verwenden kann.

Zum Schluß sei noch ein Apparat beschrieben, der ebenfalls in der Lage ist, sowohl bei der Telegraphie, wie bei der Telephonie als Generator zu dienen. Der Apparat ist durch Fig. 21 dargestellt und besteht im wesentlichen in einem rotierenden Unterbrecher, der dazu dient, die Schwingungskreise mit hoher Impulszahl aufzuladen. Je nachdem die Drehzahl und damit die Impulszahl verschieden hoch gewählt wird, erhalten wir Schwingungen von stärkerer oder geringerer Dämpfung. Da ein solcher Apparat sehr wohl zum Betrieb sämtlicher Hochfrequenzapparate gebraucht werden kann, so erscheint sein Anwendungsgebiet größer als man denken könnte, und zwar nicht nur bei der Telegraphie, sondern auch bei der Telephonie, wo die Versuche ebenfalls überraschend gute Resultate ergeben haben. Als Vorteil dieser zuletzt beschriebenen Schwingungserzeugung, die sich noch im Versuchsstadium befindet, kann besonders hervorgehoben werden, daß die Heizbatterien wegfallen.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit geben die Verfasser einen kurzen Überblick über die Entwicklung eines Systems der Mehrfachtelegraphie und -telephonie, wie es vor dem Waffenstillstand für militärische Zwecke bereits fertig ausgearbeitet war und später für die Bedürfnisse des Post- und Eisenbahnbetriebes erweitert wurde. Es werden sowohl die Militärapparate als auch die Zivilapparate für die Telephonie beschrieben und die bereits erzielten Erfolge erwähnt. Neben der Telephonie werden auch die Apparate der Telegraphie eingehend beschrieben. Hier wird neben dem für dieses System eigentümlichen Hörempfang auch der mit diesen Apparaten ebenso durchführbare normale Schreibempfang, sowie der Hughesbetrieb und der Betrieb der Siemensschen Schnelltelegraphenapparate mit Hochfrequenzströmen behandelt.

Digitized by Google

Die Mehrfachnachrichtenübertragung ist ein neuer Erfolg der Schwachstromtechnik, der zwar durch die Einführung der Vakuumröhren in die drahtlose Telegraphie angeregt wurde. Es wird jedoch von den Verfassern betont, daß die praktische Ausführung ebensowohl mit den Rückkoppelungsröhren wie mit den Hullschen Röhren, aber auch mit anderen mechanischen Einrichtungen möglich ist.

Über die große wirtschaftliche Bedeutung der Einführung der Hochfrequenztelephonie und -telegraphie bei unseren zurzeit außerordentlich stark überlasteten Leitungssystemen hat inzwischen Herr K. W. Wagner an anderer Stelle ausführlich berichtet, so daß auf diesen Punkt hier nicht näher eingegangen zu werden braucht. Jedenfalls glauben die Verfasser in der vorliegenden Arbeit nachgewiesen zu haben, daß für die praktische Einführung des Systems keine unüberwindlichen Schwierigkeiten mehr vorhanden sind.

Vorgänge bei Stromunterbrechung in Schwingungskreisen.

Von **Gustav Zickner.**

(Teil der Dissertation, Berlin 1914 [1]).

Die Möglichkeit von Schwingungen beim Öffnen stromdurchflossener Kreise ist allgemein bekannt und bildet den Gegenstand zahlreicher Untersuchungen. Weniger genau unterrichtet ist man über die meist gleichzeitig auftretende Funkenbildung an der Stromunterbrechungsstelle; die Entstehung dieses Funkens und die Möglichkeit seiner Beseitigung sind weder theoretisch noch experimentell restlos geklärt.

1) Der vollständige Titel lautet: „Über die Vorgänge bei der Öffnung von Stromkreisen, insbesondere bei der Kommutierung in Gleichstrom-Dynamomaschinen.“ Die Arbeit wurde im physikalischen Institut der Handels-Hochschule Berlin auf Anregung von Herrn Prof. Martens ausgeführt. Die Ergebnisse sind teilweise wiedergegeben in Martens, Physikalische Grundlagen der Elektrotechnik (Bd. II, Kap. 17), Vieweg, Braunschweig 1915. Diejenigen Abschnitte der Arbeit, die sich mit elektromagnetischen Schwingungen beschäftigen, sind hier in gekürzter Form mitgeteilt.

Digitized by Google

Zweck dieser Arbeit ist es, zur Kenntnis der erwähnten Vorgänge einen Beitrag zu liefern.

Von den das Gebiet berührenden vorliegenden Arbeiten seien einige der wichtigsten kurz erwähnt. Arons[1]) hat das Verhalten von Strom und Spannung in induktiven Kreisen untersucht, deren Widerstand gemäß einer linearen Beziehung in einer bestimmten kurzen Zeit T von dem Werte $r = R$ auf den Wert $r = \infty$ steigt. Eine Arbeit von Natalis[2]) bezieht sich auf die Größe der Spannung an der Unterbrechungs- oder Funkenstrecke bei der Öffnung induktiver Kreise. Hiernach ist diese Spannung im allgemeinen bei Stromunterbrechung in eisenfreien Selbstinduktionen höher als bei Verwendung gleichgroßer eisenhaltiger Spulen. Benischke[3]) ermittelte den Einfluß eines mit der geöffneten Spule gekoppelten kurzgeschlossenen Kreises, Philippi[4]) den des Elektrodenmateriales und der Schaltgeschwindigkeit.

Einige weitere Arbeiten berücksichtigen auch die Wirkung einer der Funkenstrecke oder der Selbstinduktion parallel geschalteten Kapazität. Johnson[5]) hat theoretisch gezeigt, daß in einer derartigen Anordnung bei einer Stromunterbrechung Schwingungen entstehen; Riefler und Paulus[6]) wiesen dieselben mit Hilfe des Oszillographen nach. König[7]) schloß die Sekundärwickelung eines Transformators durch eine Kapazität und unterbrach den Strom im Primärkreise; er konnte die im Sekundärkreise entstehenden Schwingungen mit Hilfe der Braunschen Röhre demonstrieren. Günther[8]) berechnet eine „kritische Kapazität", deren Parallelschaltung ein funkenloses Öffnen induktiver Kreise ermöglichen soll, gibt aber selbst an anderer Stelle zu, daß sich der Öffnungsfunke auch durch sehr große Kapazitäten nicht völlig unterdrücken läßt. Burstyn[9]) endlich meint, daß die Löschwirkung des Fizeauschen Kondensators auf schnellen Schwingungen beruhe, die durch den Unterbrechungslichtbogen in dem Kreise erregt werden, den der Kondensator mit seinen Zuleitungen zur Funkenstrecke bildet.

Der allgemeinste Fall des Unterbrechungsvorganges ist dann ge-

1) L. Arons, Wied. Ann. **63**, 1897, S. 177.
2) F. Natalis, Elektrot. Ztschr. 1898, S. 592.
3) G. Benischke, E. u. M. 1906, S. 923.
4) E. Philippi, Diss. T. H., Danzig 1906.
5) K. R. Johnson, Ann. d. Phys. **2**, 1900, S. 197 und 495.
6) S. Riefler und C. Paulus, Elektrot. Ztschr. 1910, S. 861.
7) W. König, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 1908, S. 794.
8) O. E. Günther, Ann. d. Phys. **42**, 1913, S. 94.
9) W. Burstyn, Elektrot. Ztschr. 1913, S. 1225.

Digitized by Google

geben, wenn der betrachtete Kreis Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand enthält, also ein Schwingungskreis ist. Zur Berechnung der Vorgänge sei das Vorhandensein einer konzentrierten Kapazität angenommen.

Theorie der bei Stromunterbrechung eintretenden Vorgänge.

Ein elektrischer Schwingungskreis (Fig. 1) enthalte die Selbstinduktion L, deren Verlustwiderstand l sei, und einen Kondensator, der sich wie die ideale Kapazität C mit dem vorgeschalteten Verlustwiderstand g verhält. Parallel zur Selbstinduktion oder zur Kapazität liege ein Stromweg, gebildet aus der widerstandsfreien Gleichstromquelle G und dem Schalter s.

Es sei:

v = Spannung an der Selbstinduktion,
v_C = Spannung an der Kapazität mit vorgeschaltetem Widerstand g,
v_B = Spannung an den Belegungen der Kapazität.
v_g = Spannung am Widerstand g,
V = Spannung an der Stromquelle.

Ist der Schalter s geschlossen, so ist

$$v_g = 0, \qquad v_C = v_B, \qquad v_C + V = 0,$$

also

$$v_B = -V.$$

Die Stromquelle treibe den konstanten Strom J durch einen Teil des Schwingungskreises, nämlich die Selbstinduktion L und ihren Verlustwiderstand l. Bei geschlossenem Schalter liegt also an der Selbstinduktion die Spannung $V = l \cdot J$.

Wird der Schalter s (zur Zeit $t = 0$) plötzlich geöffnet, so fließt der Strom nicht mehr durch den Schalter s und die Stromquelle G, sondern durch die Kapazität C und den Widerstand g. Seine Stärke hat unmittelbar nach dem Öffnen denselben Wert J wie vor dem Öffnen, da die magnetische Energie in der Umgebung der Selbstinduktion nicht plötzlich um endliche Werte fallen kann. Hieraus ergibt sich die erste der nachfolgenden Gl. (1). Unmittelbar nach dem Öffnen des Schalters ist also $v_g = g \cdot J$, und, da die elektrostatische Energie des Kondensators nicht um endliche Beträge springen kann, $v_B = -V$. Mithin ist unmittelbar nach dem Öffnen

$$v_C = -V + g \cdot J. \qquad v + v_C = 0. \qquad \text{also } v = V - g \cdot J$$

Digitized by Google

Hieraus folgt unter Berücksichtigung des Wertes $V = l \cdot J$ die zweite der Gl. (1). Es ist also zur Zeit $t = 0$:

$$i = J, \qquad v = J(l - g) \tag{1}$$

Die Spannung des zwischen Kapazität, Selbstinduktion und Stromquelle liegenden Leiters A springt also im Moment des Öffnens von

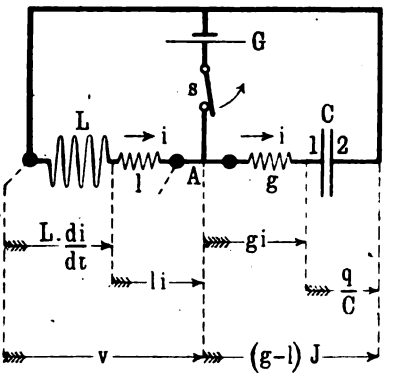


Fig. 1.

dem Werte V auf den Wert $V(l - g)/l$, ändert sich also um den Betrag $-V \cdot g/l = -g \cdot J$.

Zu einer beliebigen Zeit t sind die momentane Stromstärke im Schwingungskreise i und die Spannung v durch die Beziehungen verbunden

$$v = li + L \cdot \frac{di}{dt} \tag{2}$$

und

$$v' = -\frac{1}{G} \cdot i - g \frac{di}{dt}.$$

Mithin ist

$$\frac{1}{CL} \cdot i + \frac{g + l}{L} \cdot \frac{di}{dt} + \frac{d^2 i}{dt^2} = 0 \tag{3}$$

Die Größe $\Omega = 1/\sqrt{CL}$ bezeichnet man als Winkelfrequenz der Eigenschwingung des Kreises. Das Verhältnis ϱ des gesamten Werkwiderstandes $g + l$ zu der Summe $\Omega L + 1/\Omega C$ der Blindwiderstände von Selbstinduktion und Kapazität heiße die Dämpfungszahl; es ist hiernach

Digitized by Google

$$\varrho = \frac{g + l}{\Omega L + 1/\Omega C} = \frac{g + l}{2\Omega L} = 2\Omega C(g + l) \tag{4}$$

Führt man die Größen Ω und ϱ in Gl. (3) ein, so ergibt sich:

$$\Omega^2 i + 2\varrho\Omega \frac{di}{dt} + \frac{d^2 i}{dt^2} = 0 \tag{5}$$

Setzt man $i = J_0 e^{xt}$, also

$$\frac{di}{dt} = J_0 x e^{xt} \quad \text{und} \quad \frac{d^2 i}{dt^2} = J_0 x^2 e^{xt},$$

so ist der Ausdruck für i eine Lösung der Gl. (5), wenn

$$\Omega^2 + 2\varrho\Omega x + x^2 = 0$$

ist, d. h. wenn x einen der Werte hat:

$$\left.\begin{aligned} x' &= -\varrho\Omega + \Omega\sqrt{\varrho^2 - 1} \\ x'' &= -\varrho\Omega - \Omega\sqrt{\varrho^2 - 1} \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Dann ist auch

$$i = J' e^{x't} + J'' e^{x''t} \tag{7}$$

eine Lösung der Gl. (5). Setzt man diesen Ausdruck in die erste der Gl. (2) ein, so erhält man

$$v = J'(l + Lx') e^{x't} + J''(l + Lx'') e^{x''t} \tag{8}$$

Setzt man in den Gl. (7) und (8) $t = 0$, so erhält man Ausdrücke für i und v, die den bekannten Werten (1) gleich sind. Hieraus ergeben sich die beiden Konstanten:

$$J' = -\frac{J(g + Lx'')}{L \cdot (x' - x'')} \quad \text{und} \quad J'' = +\frac{J(g + Lx')}{L(x' - x'')} \tag{9}$$

Durch Einsetzen von (6) und (9) in (7) und (8) ergeben sich nach einigen Umformungen und Einführung einer Hilfsgröße A die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} i &= {}^1/_2 J e^{-\varrho\Omega t}[(1 + A) e^{+\sqrt{\varrho^2-1}\,\Omega t} + (1 - A) e^{-\sqrt{\varrho^2-1}\,\Omega t}] \\ v &= {}^1/_2 J L \Omega\sqrt{\varrho^2 - 1} \cdot e^{-\varrho\Omega t}[(1 + A)^2 e^{+\sqrt{\varrho^2-1}\,\Omega t} \\ &\qquad - (1 - A)^2 e^{-\sqrt{\varrho^2-1}\,\Omega t}] \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

$$A = \frac{l - g}{+ 2L\Omega\sqrt{\varrho^2 - 1}}$$

Aus diesen Gleichungen lassen sich die Momentanwerte im aperiodischen Zustand, für den $\varrho > 1$ ist, berechnen.

Digitized by Google

Periodische Vorgänge spielen sich in einem Schwingungskreise ab, wenn die Dämpfungszahl $\varrho < 1$ ist, also wenn der gesamte Verlustwiderstand $g + l$ des Schwingungskreises kleiner ist als die Summe der Blindwiderstände von Selbstinduktion und Kapazität. Setzt man

$$\omega = \Omega\sqrt{1-\varrho^2}\cdot\sqrt{-1} = \Omega\sqrt{1-\varrho^2}\,j$$

so kann man den Gl. (10) folgende Form geben:

$$\left.\begin{aligned} i &= \frac{J e^{-\varrho\Omega t}}{4L\omega}\{[2L\omega-(l-g)j]e^{+\omega tj}+[2L\omega+(l-g)j]e^{-\omega tj}\}\\ v &= \frac{J e^{-\varrho\Omega t}}{8L\omega}j\{[2L\omega-(l-g)j]^2 e^{+\omega tj}-[2L\omega+(l-g)j]^2 e^{-\omega tj}\}\end{aligned}\right\} \quad (11)$$

Setzt man hierin

$$\left.\begin{aligned} \sin\alpha &= \frac{l-g}{+\sqrt{4L^2\omega^2+(l-g)^2}}\\ \cos\alpha &= \frac{2L\omega}{+\sqrt{4L^2\omega^2+(l-g)^2}}\end{aligned}\right\} \quad (12)$$

und

also

$$\sin 2\alpha = 2\sin\alpha\cos\alpha = \frac{4L\omega(l-g)}{4L^2\omega^2+(l-g)^2}$$

so erhält man die nachstehenden Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} i &= \frac{J}{\cos\alpha}\cdot e^{-\varrho\Omega t}\cdot\cos(\omega t-\alpha)\\ v &= -\frac{J(l-g)}{\sin 2\alpha}e^{-\varrho\Omega t}\sin(\omega t-2\alpha)\end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Ist $t = 0$, so ergeben diese Gleichungen in Übereinstimmung mit der Voraussetzung (1):

$$i = J \quad \text{und} \quad v = J(l-g)$$

Strom und Spannung sind um den Phasenwinkel φ gegeneinander verschoben. Bringt man die erste der Gl. (13) auf die Form

$$i = -\frac{J}{\cos\alpha}e^{-\varrho\Omega t}\sin(\omega t-\alpha-90^0)$$

so läßt sich mit Rücksicht auf die zweite der Gl. (13) die Beziehung $\varphi = 90^0 - \alpha$ ableiten. Man erhält daher:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{2L\omega}{l-g} \quad (14)$$

Digitized by Google

Zur Berechnung der Maximal- und Minimalwerte der periodischen Vorgänge kann man aus den Gl. (11) und (12) ableiten:

$$i = \text{const}\,[e^{(\omega j - \varrho\Omega)t - \alpha j} + e^{(-\omega j - \varrho\Omega)t + \alpha j}]$$

$$v = \text{konst}\,[e^{(\omega j - \varrho\Omega)t - 2\alpha j} - e^{(-\omega j - \varrho\Omega)t + 2\alpha j}]$$

Die Bedingungen $\frac{di}{dt} = 0$ bzw. $\frac{dv}{dt} = 0$ für maximale oder minimale Werte von i bzw. v lauten:

$$\left.\begin{aligned}(-\varrho\,\Omega + \omega j)\,e^{(\omega t - \alpha)j} + (-\varrho\,\Omega - \omega j)\,e^{-(\omega t - \alpha)j} &= 0\\ (-\varrho\,\Omega + \omega j)\,e^{(\omega t - 2\alpha)j} - (-\varrho\,\Omega - \omega j)\,e^{-(\omega t - 2\alpha)j} &= 0\end{aligned}\right\} \quad (15)$$

Nach den bekannten Formeln für $e^{\xi j}$ und $e^{-\xi j}$ folgt aus obigen Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned}\varrho\,\Omega\cos(\omega t - \alpha) + \omega\sin(\omega t - \alpha) &= 0\\ \varrho\,\Omega\sin(\omega t - 2\alpha) - \omega\cos(\omega t - 2\alpha) &= 0\end{aligned}\right\} \quad (16)$$

Hieraus ergibt sich weiter:

$$\operatorname{tg}(\omega t - \alpha) = \frac{-\varrho\,\Omega}{\omega} \quad \text{und} \quad \operatorname{ctg}(\omega t - 2\alpha) = \frac{\varrho\,\Omega}{\omega}$$

Also ist

und

$$\left.\begin{aligned}\cos(\omega t - \alpha) &= \pm\,\omega/\Omega = \pm\sqrt{1 - \varrho^2}\\ \sin(\omega t - 2\alpha) &= \pm\,\omega/\Omega = \pm\sqrt{1 - \varrho^2}\end{aligned}\right\} \quad (17)$$

Setzt man diese Werte in die Gl. (13) ein, so erhält man für die durch den Index m kenntlich gemachten Maximal- bzw. Minimalwerte von i und v, die in den Zeitpunkten t_m auftreten, folgendes:

$$\left.\begin{aligned}i_m &= \frac{\pm\sqrt{4L^2\omega^2 + (l-g)^2}}{2L\,\Omega}\,J e^{-\varrho\Omega t_m}\\ v_m &= \frac{\mp\,[4L^2\omega^2 + (l-g)^2]}{4L\,\Omega}\,J e^{-\varrho\Omega t_m}\end{aligned}\right\} \quad (18)$$

Ist z. B. $\varrho = 0$, so ist auch $l = g = 0$, folglich

$$i_m = \pm J \quad \text{und} \quad v_m = \mp L\,\Omega\,J$$

Es sei t' die Zeit, zu welcher die Stromstärke in einer, t''' die Zeit, zu welcher sie in der nächsten Periode ein Maximum ist; ferner entspreche t'' dem dazwischen liegenden negativen Maximum der Stromstärke. Aus der ersten der Gl. (18) folgt, wenn man die Maxima selbst entsprechend mit $+i'$, $-i''$, $+i'''$ bezeichnet:

Digitized by Google

$$i' = \text{const}\, e^{-\varrho\Omega t'}$$
$$i'' = -\text{const}\, e^{-\varrho\Omega t''}$$
$$i''' = \text{const}\, e^{-\varrho\Omega t'''}$$

Hieraus ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} \frac{i'}{i'''} &= e^{\varrho\Omega(t''' - t')} \\ \text{und} \\ a = \frac{i' - i''}{i''' - i''} &= e^{\varrho\Omega(t'' - t')} \cdot \frac{1 + e^{-\varrho\Omega(t'' - t')}}{1 + e^{-\varrho\Omega(t''' - t''')}} \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

Aus Gl. (17) folgt

$$\sqrt{1 - \varrho^2}\,\Omega t' + 2\pi = \sqrt{1 - \varrho^2}\,\Omega t'''$$

und

$$\sqrt{1 - \varrho^2}\,\Omega t' + \pi = \sqrt{1 - \varrho^2}\,\Omega t''$$

also ist

$$\left.\begin{aligned} \Omega(t''' - t') &= \frac{2\pi}{\sqrt{1 - \varrho^2}} \\ \text{und} \\ \Omega(t'' - t') &= \frac{\pi}{\sqrt{1 - \varrho^2}} = \Omega(t''' - t'') \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

Hieraus und aus den Gl. (19) ergibt sich:

$$\ln\left(\frac{i'}{i'''}\right) = \frac{2\pi\varrho}{\sqrt{1 - \varrho^2}} \quad \text{bzw.} \quad \ln a = \frac{\pi\varrho}{\sqrt{1 - \varrho^2}} \quad (21)$$

Aus diesen Gleichungen ergibt sich der erste der nachstehenden Ausdrücke (23) für die Dämpfungszahl. Aus der zweiten der Gl. (17) folgt ferner durch völlig gleichartige Überlegungen der zweite der Ausdrücke (23) für die Dämpfungszahl. Ist hierbei

$$b = \frac{v' - v'}{v''' - v''} \quad (22)$$

so gilt:

$$\left.\begin{aligned} \varrho &= \frac{\ln(i'/i''')}{\sqrt{4\pi^2 + \ln^2(i'/i''')}} = \frac{\ln a}{\sqrt{\pi^2 + \ln^2 a}} \\ \varrho &= \frac{\ln(v'/v''')}{\sqrt{4\pi^2 + \ln^2(v'/v''')}} = \frac{\ln b}{\sqrt{\pi^2 + \ln^2 b}} \end{aligned}\right\} \quad (23)$$

Mit großer Annäherung kann man bei kleinen Werten von ϱ die Gl. (23) durch die Gl. (24) ersetzen. Man hat alsdann:

Digitized by Google

$$\left.\begin{aligned} \varrho &= \frac{\ln(i'/i''')}{2\pi} = \frac{\ln a}{\pi} \\ \varrho &= \frac{\ln(v'/v''')}{2\pi} = \frac{\ln b}{\pi} \end{aligned}\right\} \qquad (24)$$

Der hierbei begangene Fehler bleibt < 1 Proz., wenn $\varrho < 0{,}14$, also $a < 1{,}56$ ist.

Zur zahlenmäßigen Berechnung der Dämpfungszahlen aus den in Fig. 3 und 4 abgebildeten Abklingungskurven ermittelt man zunächst die durch Gl. (19) und (22) gegebenen Werte a und b. Die Bildung dieser Ausdrücke ermöglicht die Berechnung von ϱ ohne Kenntnis der Lage der Nullinie, während die erstgenannten Größen i'/i''' diese Kenntnis erfordern. Bei experimentell ermittelten Abklingungskurven lassen sich häufig nur die Maxima und Minima mit einiger Genauigkeit bestimmen, so daß man auf die letztgenannten Größen angewiesen ist.

Experimentelle Untersuchung der Schwingungsvorgänge.

Zur Untersuchung der Momentanwerte von i und v wurde ein Braunsches Rohr benutzt, auf dessen Kathodenstrahlbündel Stromstärke i und Spannung v in zwei zueinander senkrechten Richtungen einwirkten. Fig. 2 zeigt das Schaltungsschema.

Unmittelbar hinter die Selbstinduktion wurden zwei kleine Ablenkungsspulen von je 20 Windungen in Serie in den Schwingungskreis geschaltet; ihre Achse lag wagerecht, das durch sie hervorgerufene magnetische Wechselfeld bewirkte also eine vertikale Ablenkung des Fluoreszenzfleckes. Ein in das Rohr eingeschmolzener Plattenkondensator, dessen Platten mit den Enden der Selbstinduktion einschließlich der Ablenkungsspulen leitend verbunden waren, erzeugte die elektrostatische Ablenkung. Die Platten standen senkrecht, folglich war die Ablenkung horizontal. Die durch beide Ablenkungen auf dem Fluoreszenzschirm erzeugte Lissajoussche Figur stellte also den Verlauf von Strom und Spannung in bzw. an der Spule dar.

Der Vorzug der Braunschen Röhre vor anderen Apparaturen in bezug auf die Untersuchung von Schwingungsvorgängen ist ihre Unabhängigkeit von der Frequenz. Sind die zu untersuchenden Vorgänge von geringer Intensität, so erweisen sich die im Handel erhältlichen Braunschen Röhren im allgemeinen als zu unempfindlich, denn die Abmessungen des eingeschmolzenen Kondensators sind gewöhnlich klein, ebenso die Weglänge des abgelenkten Kathodenstrahlenbündels.

Digitized by Google

Die in der vorliegenden Arbeit benutzte Braunsche Röhre hatte ähnliche Abmessungen wie eine von Faßbender und Hupka[1]) zur Aufnahme von Schwingungskurven kleiner Amplituden benutzte Röhre und wurde, wie jene, in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt hergestellt. Die Kathode war, wie bei der erwähnten Röhre, nach den Angaben von Roschansky[2]) angefertigt, der Fluoreszenzschirm bestand aus pulverisiertem Willemit (Zn_2SiO_4), einer Substanz, die beim Auftreffen von Kathodenstrahlen intensiv grün fluoresziert.

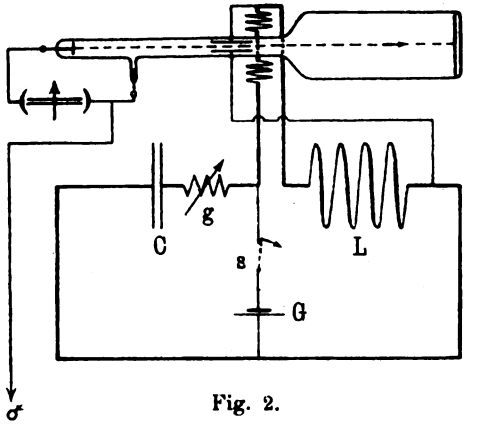


Fig. 2.

In den mittleren Teil der über 1 m langen Röhre wurde ein Kondensator von den Abmessungen 230 × 25 mm² mit 9 mm Plattenabstand eingeschmolzen. Jede Platte besaß halbkreisförmig abgerundete Enden und drei Zuleitungen. Die Weglänge des abgelenkten Strahlenbündels nach Durchgang durch den Kondensator betrug etwa 40 cm.

Über den Teil des Rohres zwischen Anode und Diaphragma wurde ein sogenanntes Striktionsfeld geschoben, d. i. eine von Gleichstrom durchflossene Spule von etwa 500 Windungen. Der Strom in der Spule war durch einen Vorschaltwiderstand regulierbar und betrug bei normaler Härte der Strahlen etwa 2 Amp. Mit Hilfe des Striktionsfeldes ließ sich der Durchmesser des Fluoreszenzfleckes von etwa 10 mm bis auf etwa 2 mm verringern. Die Anordnung war so empfindlich, daß der Fleck auf eine Wechselspannung von 1 Volt noch merklich reagierte.

Die Röhre war auf einem hölzernen Gestell so montiert, daß ihre

1) Faßbender u. Hupka, Phys. Ztschr. 13, S. 559, 1912.
2) Roschansky, Ann. d. Phys. 36, S. 281, 1911.

Digitized by Google

Achse sich in der Richtung des magnetischen Erdfeldes befand, so daß dieses selbst bei größeren Ablenkungen des Strahlenbündels keinen merklichen Einfluß auf die Lage des Fluoreszenzfleckes haben konnte. Dem Schirm gegenüber befand sich ein zentrisch zur Rohrachse befestigter photographischer Apparat. Die Abbildung einer ganz ähnlichen Versuchsanordnung findet sich bei Faßbender und Hupka. loc. cit., Tafel XXII, Fig. 2.

Die Evakuierung der Röhre geschah in bekannter Weise mit Gaedepumpe und Wasserstrahlpumpe im Vorvakuum. Die erforderliche Hochspannung lieferte eine große, doppelplattige Influenzmaschine (Wehrsen) für etwa 2000 Touren min^{-1}. Die Anode wurde geerdet.

Die zu den Versuchen benutzte Spule aus starkem Kupferdraht hatte eine Selbstinduktion von 0,114 Hy und einen Verlustwiderstand von 3,6 Ohm. Die Kapazität bestand aus 18 parallel geschalteten Telephonkondensatoren von je 2 mf und betrug daher 36 mf. Der Widerstand des Schwingungskreises bestand aus dem Verlustwiderstand l der Selbstinduktion und dem Verlustwiderstand g der Kapazität. Zur Veränderung der Dämpfung wurde g um verschiedene induktionsfreie Zusatzwiderstände vermehrt. Der innere Widerstand der Kapazität wurde in der Rechnung vernachlässigt, so daß g nur den Zusatzwiderstand bedeutet. Als Zusatzwiderstände, sowie zum Regulieren des Gleichstromes wurden praktisch induktionsfreie Rheotanbandwiderstände benutzt. Der Gleichstrom, der die Spule durchfloß, wurde durch eine Akkumulatorenbatterie von 36 Volt Spannung geliefert. Als Unterbrecher wurde ein Apparat folgender Konstruktion verwendet: Ein Gefäß enthielt Quecksilber, das mit dem einen Ende der Leitung verbunden war; das andere Ende lag an einem blanken, starken, am Ende abgerundeten Kupferdraht. Durch Eintauchen des letzteren in das Quecksilber wurde der Strom geschlossen, durch Herausziehen unterbrochen. Selbst wenn das Herausziehen sehr schnell geschah, was nach Möglichkeit erstrebt wurde, ließ sich eine Funkenbildung doch nicht ganz vermeiden. Um sie auf ein möglichst geringes Maß zurückzuführen, wurde anfangs eine etwa 5 cm hohe Schicht Wasser, später Petroleum, auf das Quecksilber aufgegossen. Es zeigte sich, daß beim Vorhandensein von Wasser als Löschflüssigkeit der Funke einen explosionsähnlichen Charakter annahm und ein klatschendes Geräusch hören ließ. Ein solcher Funke hatte merklichen Einfluß auf die Dämpfung der Schwingungen, so daß die einzelnen Abklingungskurven nicht in denselben Bahnen verliefen. Ein einfacher Momentschalter zeigte diese Erscheinung in erhöhtem Grade und erwies sich daher für die vorliegende Untersuchung als unbrauch-

Digitized by Google

bar. Beim Öffnen des Quecksilberunterbrechers unter Petroleum fielen diese schädigenden Einflüsse fort, die Abklingungskurven waren hier praktisch konstant, das Geräusch beim Herausziehen des Kupferstabes erheblich geringer.

Mit Hilfe der beschriebenen Anordnung wurde von den oben erwähnten Lissajousschen Figuren unter Einschaltung verschiedener Zusatzwiderstände eine Reihe von photographischen Aufnahmen gemacht. Da sich der Fleck bei der Schließung des Stromes infolge der Wirkung der Selbstinduktion relativ langsam bewegt, so erscheint auf der Platte dieser Kurvenast stärker geschwärzt. Auch die Stellen der Ruhelage des Fleckes treten infolge der Lichthofbildung besonders stark hervor. Die Periodenzahl der Eigenschwingung war in allen Fällen gleich $78{,}5\ \mathrm{sec}^{-1}$.

Einige der gemachten Aufnahmen sind in Fig. 3 und 4 (Tafel VIII) wiedergegeben. In der folgenden Tabelle sind die Versuchsbedingungen zusammengestellt.

Figur	g Ohm	ϱ berechnet	Strom ϱ beobachtet	Spannung ϱ beobachtet
3	0	0,032	0,041	0,042
4	30,2	0,300	0,297	0,300

Für die Berechnung von ϱ wurde die aus Gl. (4) abgeleitete Formel benutzt:

$$\varrho = \frac{g + l}{2}\sqrt{\frac{C}{L}}$$

Zur Vergleichung befinden sich in der vierten und fünften Spalte der Tabelle die beobachteten, d. h. aus den Maximalwerten der Spirale nach den Gl. (23) und (24) ermittelten Dämpfungszahlen.

Die Aufzeichnung zweier zeitlich veränderlicher Größen nach dem Lissajousschen Verfahren kann zur Ermittelung des zeitlichen Verlaufes beider Größen nicht benutzt werden, außer wenn der zeitliche Verlauf einer Größe bekannt ist.[1]) Im folgenden ist die Aufzeichnung von i und v nach Lissajous in folgender Weise zur Prüfung der theoretischen Ergebnisse benutzt worden. Es sind zuerst nach der Gl. (1) die Anfangswerte von Strom und Spannung berechnet worden. Sodann wurden nach Gl. (13) die Exponentialkurven für den Fall, daß

1) Inzwischen überholt, vgl. F. F. Martens, Verh. d. D. Phys. Ges. 21, S. 65, 1919.

Digitized by Google

$\varrho = 0{,}3$, punktweise berechnet und gezeichnet. Die Maximal- und Minimalwerte von Strom und Spannung nehmen nach diesen Exponentialkurven ab; ihre Halbwertskurven wurden ebenfalls konstruiert. Endlich wurden nach Gl. (17) die Phasen von Ωt berechnet, in denen der Wert der periodischen Kurve gleich dem der Exponentialkurve, dem der Halbwertskurve oder gleich 0 war. Die Verbindungslinien der ermittelten Punkte stellen den gesuchten Verlauf von Strom und Spannung dar. (Fig. 6.) Hierauf wurde die spiralenartige Kurve Fig. 5 konstruiert, die entsteht, wenn der aus Fig. 6 entnommene zeitliche Verlauf von Strom und Spannung in zwei zueinander senkrechten Richtungen in ein Koordinatenkreuz eingetragen wird. Die Konstruktion wurde gleichzeitig mit der entsprechenden Fig. 4 auf ungefähr gleiche Größe gebracht. Da bei der Aufnahme der Fig. 4 die gleichen Konstanten im Schwingungskreise lagen, die zur Berechnung der Fig. 5 verwendet wurden, so war die Identität beider Kurven

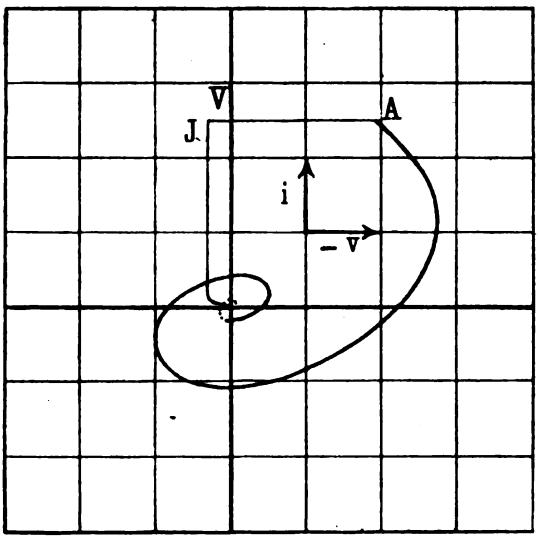


Fig. 5.

zu erwarten. In der Tat zeigen die Fig. 4 und 5 eine weitgehende Übereinstimmung, so daß man schließen kann, daß die gegebene Theorie die Abklingungsvorgänge in den beschriebenen Schwingungskreisen annähernd richtig wiedergibt.

Charakteristisch ist der Sprung der Spannung im Augenblick des Öffnens. Die Spannung des zwischen Kapazität, Selbst-

Digitized by Google

induktion und Stromquelle liegenden Leiters (A in Fig. 1) gegen Erde ändert sich in äußerst kurzer Zeit um den Betrag $-g \cdot J$, wie im theoretischen Teil nachgewiesen wurde. Diese Änderung kann natürlich keine Unstetigkeit im mathematischen Sinne sein, da der Leiter A (Fig. 1) und die angrenzenden Teile der Versuchsanordnung nicht völlig kapazitätsfrei sind. Bei der Aufnahme Fig. 4 hat g einen hohen Wert, daher tritt der Sprung infolge seiner Größe (— 266 Volt) besonders deutlich hervor. Der Endpunkt des Sprunges, d. h. der Beginn der periodischen Spannungskurve, ist in Fig. 5 und 6 mit A bezeichnet.

Da es praktisch nicht möglich ist, den Verlustwiderstand g der Kapazität und ihrer Zuleitungen gleich Null zu machen, so muß bei der Öffnung eines jeden Stromkreises stets eine momentane Spannungserhöhung an der Öffnungsstelle eintreten. Bei näherer Betrachtung der Ursache des Funkens lassen sich folgende Fälle unterscheiden:

1. Ist die Eigenschwingungsdauer des Kreises so klein, daß sie vergleichbar wird mit der Zeit, die zum Öffnen des Kreises erforderlich ist, so ist es deshalb nicht möglich, den Kreis funkenfrei zu öffnen, weil die Spannung am Kondensator bzw. an der Öffnungsstelle im allgemeinen schneller anwachsen wird als die Länge der Funkenstrecke, so daß diese durchschlagen wird. Die Ursache des Funkens ist hier, gleichgültig ob der Kreis Widerstand enthält oder nicht, die in der Umgebung der Selbstinduktion angesammelte magnetische Energie. Diese wird in dem der Kapazität parallelgeschalteten Funken zum größten Teil verbraucht, so daß sich Schwingungen von der oben besprochenen Art nur schwach oder garnicht ausbilden werden. Im Einklang mit diesem Schlusse befinden sich die Versuchsergebnisse. Steigerte man nämlich die Frequenz des Kreises über eine gewisse Grenze, so konnten bei derselben Öffnungsart keine Spiralen mehr beobachtet werden. Der hierbei auftretende Funke wird durch die bisherige unvollständige Theorie der Öffnung eines stromdurchflossenen Schwingungskreises im wesentlichen richtig erklärt, insofern als der Lichtbogen auf Kosten der ursprünglich in der Selbstinduktion vorhandenen Energie unterhalten wird.

2. Ist die Eigenschwingungsdauer des Kreises groß gegen die Zeit des Öffnens, so wächst die Spannung an der Kapazität und damit an der Öffnungsstelle so langsam, daß die Länge der Funkenstrecke zu einer Zeit, zu welcher die Spannung beträchtliche Werte erreicht hat, bereits zu groß geworden ist, um durchschlagen

Digitized by Google

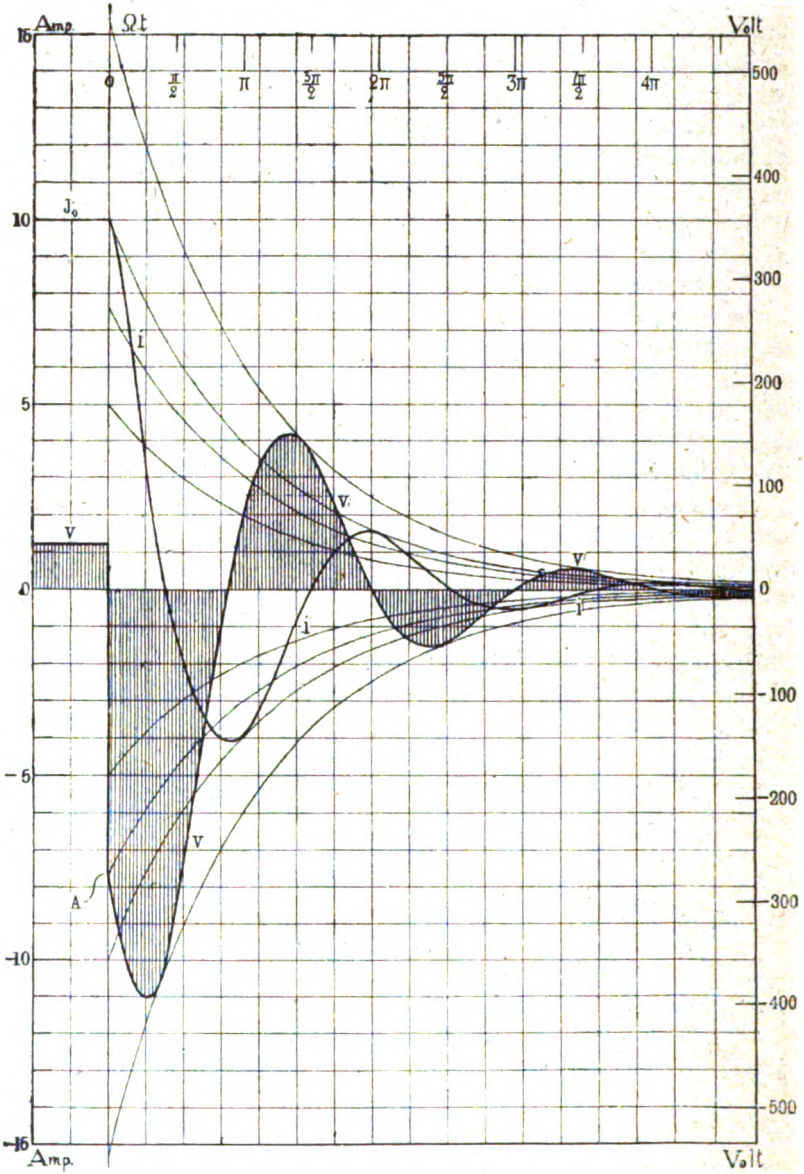


Fig. 6.

Digitized by Google

zu werden; daher wird die magnetische Energie lediglich in den metallischen Leitungsbahnen des Kreises in Joulesche Wärme verwandelt, d. h. die Schwingungen kommen zur Ausbildung. Daß auch in diesem Falle tatsächlich ein Funke auftritt, kann durch die bisherige unvollständige Theorie nicht, wohl aber durch die in vorliegender Arbeit gegebene vollständige Theorie erklärt werden. Nach dieser Theorie entsteht der Funke infolge des sprungartigen Anwachsens der Spannung des an Schalter, Selbstinduktion und Kapazität liegenden Leiters.

Bei großer Eigenschwingungsdauer und schneller Öffnung wird im Moment des Öffnens nur dann kein Funke auftreten, wenn die Kapazität des Kreises ideal, d. h. widerstandsfrei ist, und ihre Zuleitungen weder Widerstand noch Selbstinduktion besitzen. Diese Bedingungen sind indessen praktisch niemals erfüllt, daher ist es praktisch unmöglich, einen Stromkreis ohne Funkenbildung zu öffnen.

Zu Vergleichszwecken wurden endlich noch Versuche mit eisenhaltiger Selbstinduktion angestellt. Die Ergebnisse waren Figuren, die den früher erhaltenen äußerst ähnlich waren. Der Sprung der Spannung, dessen Betrag $= g \cdot V/l$ ist, hat bei Verwendung eisenhaltiger Spulen kleine Werte, da l infolge der Anwesenheit des Eisens für Wechselströme groß wird.[1]) Da bei eisenhaltigen Spulen der Wert von l unbekannt ist, so gestaltet sich die Berechnung schwierig.

1) Vgl. Natalis, loc. cit.

Digitized by Google

Referate.

R. Chevenix Trench, Die Reichweite drahtloser Stationen. (Range of wireless stations) [nach Electrician **79**, 102, 147, 181, 1917].

I. Die folgende Arbeit stellt einen Versuch dar, einige der Beziehungen zwischen der Reichweite drahtloser Stationen und den verschiedenen für sie bestimmenden Faktoren in eine praktische Form zu bringen. Sie stützt sich vor allen Dingen auf eine Prüfung der bekannten empirischen Formel von Austin und Cohen.

Die Hauptfaktoren, welche die Reichweite bestimmen, sind:

1. die Höhe der Luftleiter,
2. die Energie der Senderanlage,
3. die Wellenlänge.

Diese Faktoren sollen denn auch bei den mitzuteilenden Kurven allein betrachtet werden. Es gibt indessen auch noch andere Faktoren, welche die Reichweite in weitgehendem Maße beeinflussen, nämlich:

1. die Beschaffenheit der Bodenoberfläche zwischen den Stationen,
2. die Natur der Luftleiter,
3. die Natur der Erdleitungen,
4. die Bauart des Senderapparates,
5. die Bauart des Empfangsapparates,
6. die Tageszeit,
7. die atmosphärischen Verhältnisse,
8. der verlangte Zuverlässigkeitsgrad.

Im Hinblick hierauf machen wir, um zu einem greifbaren Ergebnisse zu gelangen, zunächst einmal die nachstehenden Annahmen hinsichtlich einigermaßen normaler Verhältnisse. Die Einflüsse etwaiger Abweichungen von diesen Bedingungen werden wir später betrachten.

Annahmen.

1. Oberflächenbeschaffenheit. — Wir nehmen an, die Übermittlung finde über See statt.

2. Luftleiter. — Wir wollen annehmen, der Luftleiter sei oben abgeflacht und nicht gerichtet, und seine Kapazität sei groß genug, um die angewandte Energiemenge ohne Büschelentladung aufzunehmen.

3. Erdung. — Wir nehmen an, die Erdung sei gut und nach den anerkannten Verfahren in günstigem Boden hergestellt.

Digitized by Google

4. Senderapparat. — Der Senderapparat wird als moderner musikalischer Funkenapparat vorausgesetzt, bei dem der Ladekreis mit der Frequenz der Wechselstromquelle annähernd in Resonanz steht, so daß man zwischen der Leistung der Wechselstromquelle und der im Luftleiter entwickelten Energie einen Wirkungsgrad von 25—50% erwarten kann.

Wir nehmen an, daß — entweder infolge schneller Löschung des Funkens oder infolge loser Koppelung zwischen dem Luftleiter und dem geschlossenen Schwingungskreise — nur eine einzige Wellenlänge ausgestrahlt wird.

5. Empfangsapparat. — Der Empfangsapparat wird als guter moderner Apparat für Telephonempfang ohne Verstärker oder Relais vorausgesetzt.

6. Tageszeit. — Wir nehmen Signalgebung bei Tage an.

7. Atmosphärische Verhältnisse. — Wir lassen Verkehr bei beträchtlichen atmosphärischen Störungen zu, aber keine abnormen Verhältnisse.

8. Zuverlässigkeitsgrad. — In der vorliegenden Arbeit verstehen wir durchgehends unter Reichweite die Entfernung, auf welche man sicher mit einem regelmäßigen Verkehr von mehreren tausend Wörtern täglich rechnen kann, und nicht die äußerste Entfernung, bei der man erwarten darf, bei gewöhnlichem Glück Nachrichten durchzubringen.

Wir nehmen an, daß die im Empfangsluftleiter erforderliche Energiemenge das 64fache jener ist, die ein eben noch hörbares Signal liefern würde. In dieser Zahl ist für die atmosphärischen Verhältnisse, für minderwertige Einstellung, für Störungen usw. ein großer Freiheitsgrad enthalten. Wir können diese Zahl als einen „Zuverlässigkeitsfaktor" bezeichnen.

II. Mit diesen Annahmen wollen wir das Ergebnis vornehmen, zu dem L. W. Austin bei seinen Versuchen in den Jahren 1909 bis 1910 gelangt ist, bei denen er von Brant Rock aus Signale an die Kreuzer der Vereinigten Staaten auf dem Atlantischen Ozean sandte.

In einer dieser Versuchsreihen wurde ein großer Küstenluftleiter bei verschiedenen Reichweiten benutzt, um die Änderung der empfangenen Stromstärke mit der Reichweite zu finden. Bei einer anderen Versuchsreihe kamen kleinere Luftleiter von verschiedener Höhe zur Anwendung, um die Änderung der empfangenen Stromstärke mit der Höhe des Luftleiters zu finden. In beiden Fällen wurden die Wellenlängen variiert. Die gewonnenen Ergebnisse wurden zwischen den

Digitized by Google

folgenden Grenzen nachgeprüft: Für Reichweiten bis zu 1850 km aufwärts; für Wellenlängen zwischen 300 m und 3750 m; für Höhen zwischen 30 Fuß und 130 Fuß. Die Ergebnisse gelten für das Arbeiten bei Tage mit oben abgeflachten, nicht gerichteten Luftleitern über See und sind in der folgenden Formel verkörpert, die als die Austin-Cohensche Formel bekannt ist:

$$I_2 = 4{,}25 \frac{I_1 h_1 h_2}{\lambda x} \cdot \varepsilon^{-0{,}0015\, x/\sqrt{\lambda}}. \qquad 1)$$

In dieser Formel ist:

I_1 = Senderstromstärke (wahre mittlere) am Fuße des Luftleiters in Ampere,
I_2 = Empfangsstromstärke (wahre mittlere) am Fuße des Luftleiters in Ampere,
h_1 = Höhe des Senderluftleiters in Kilometern,
h_2 = Höhe des Empfangsluftleiters in Kilometern,
λ = Wellenlänge in Kilometern,
x = Reichweite in Kilometern.

Es sei:

P = Leistung der Wechselstrommaschine in Watt,
P_1 = im Senderluftleiter entwickelte Energiemenge in Watt.
P_r = vom Senderluftleiter ausgestrahlte Energiemenge in Watt,
R_1 = Gesamtwiderstand des Senderluftleiters in Ohm,
R_r = Strahlungswiderstand des Senderluftleiters in Ohm.
R_e = von der Erde und allen übrigen Quellen mit Ausnahme der Strahlung herrührender Widerstand des Senderluftleiters in Ohm, so daß:

$$R_1 = R_r + R_e.$$

P_2 = dem Empfangsluftleiter zugeführte Energiemenge in Watt.
R_2 = Gesamtwiderstand des Empfangsluftleiters in Ohm,
λ_n = Eigenwellenlänge des Senderluftleiters,
T = Verhältnis Dachlänge/Höhe des Senderluftleiters.

Nun ist nachgewiesenermaßen in einem Hertzschen Oszillator

$$P_r = 790 \frac{l^2}{\lambda^2} I_1^2 \cdot \qquad (2)^1)$$

In dieser Gleichung ist l die Gesamtlänge von Pol zu Pol, l und λ sind in beliebigen gleichen Einheiten gemessen und I_1 in Ampere.

1) Hertz, Lodge.

Digitized by Google

Ferner ist:

$$P_r = I_1^2 R_r^{1}),$$

folglich:

$$R_r = 790 \frac{l^2}{\lambda^2}. \qquad (3)$$

Jeder Luftleiter kann angesehen werden als die obere Hälfte eines Hertzschen Oszillators von der Länge l, wo $\frac{1}{2} l$ die Höhe über dem Erdboden ist, in welcher man die verteilte Kapazität des Luftleiters (für unsere Zwecke) als konzentrierte Kapazität wirkend auffassen kann. Wir wollen $\frac{1}{2} l$ die wirksame Höhe des Luftleiters nennen. Dann können wir die Formeln (1) und (2) auf jeden beliebigen Luftleiter anwenden, dessen wirksame Höhe wir kennen. Wenn wir einen Luftleiter als einen halben Hertzschen Oszillator ansehen, müssen wir indessen bedenken, daß nur die obere Hälfte des Oszillators Energie ausstrahlt, daß mithin die Werte von P_r und R_r in den Gleichungen (2) und (3) mit 0,5 multipliziert werden müssen.

Für einen vertikalen Luftleiter ist l ungefähr $0{,}8\,h$ oder die wirksame Höhe $0{,}4\,h$. Durch Hinzufügen eines Daches vergrößern wir die wirksame Höhe, und für einen Luftleiter mit großem Dach kommt l seinem Werte nach nahe an $2\,h$ heran. Wir können die Frage mit annähernder Genauigkeit folgendermaßen behandeln:

Wir betrachten einen Luftleiter aus einem einzigen Drahte in Gestalt eines T oder eines umgekehrten L. Dann können wir den horizontalen Teil in T Elemente zerlegen, von denen jedes an Länge dem vertikalen Teile gleich ist. Wir wollen jedes Element als eine Einheit der Kapazität bezeichnen, so daß uns der horizontale Teil T Kapazitätseinheiten liefert, die in der Höhe h wirken. Die Kapazität des vertikalen Teiles können wir als in der Höhe $0{,}4\,h$ wirkend ansehen, und in dieser Höhe hat sie eine Kapazität von etwas mehr als

1) Wir folgen hier dem allgemeinen Brauche, den Strahlungswiderstand R_r als die Größe anzunehmen, deren Produkt mit dem Quadrate der wahren mittleren Stromstärke am Fuße des Luftleiters die ausgestrahlte Energiemenge ergibt. Um mit dieser Berechnung des Widerstandes in Einklang zu geraten, wird hier der „Vergeudungswiderstand" R_e als die Größe angenommen, deren Produkt mit dem Quadrate der wahren mittleren Stromstärke am Fuße des Luftleiters die infolge aller übrigen Quellen zerstreute Energiemenge ergibt. Der Gesamtwiderstand R_1 wird von demselben Standpunkte aus betrachtet.

Wir haben hier also keinerlei Rücksicht auf die Änderung der Amplitude der Stromstärke auf der ganzen Länge des Luftleiters zu nehmen.

Digitized by Google

1 Einheit, die wir aber für alle praktischen Zwecke als 1 Einheit ansehen können. Wir haben somit die Gesamtkapazität von T in einer Höhe h im Wirkungsmittelpunkte wirkenden Einheiten und einer in einer Höhe $0{,}4\,h$ wirkenden Einheit. Das heißt:

$$\tfrac{1}{2}\,l = h\left(0{,}4 + 0{,}6\,\frac{T}{T+1}\right). \qquad (4)$$

Diese Formel ist auf jeden beliebigen Luftleiter von T- oder L-Form anwendbar, dessen horizontale und vertikale Glieder dieselbe Drahtzahl mit demselben gegenseitigen Abstande haben.

Wo die vertikalen Drähte minder zahlreich oder dichter beieinander angeordnet sind als die horizontalen, kann ihre Kapazität beträchtlich kleiner sein als eine Einheit, und dann liefert die folgende Formel genauere Ergebnisse:

$$\tfrac{1}{2}\,l = h\left(0{,}4 + 0{,}6\,\frac{T}{T+0{,}5}\right). \qquad (5)$$

Breiten sich die vertikalen Drähte fächerartig zu einem weiten Dache aus, so kann ihre Kapazität nicht nur kleiner sein als eine Einheit, sondern sie wirkt auch in größerer Höhe als $0{,}4\,h$, und wir erhalten annäherungsweise:

$$\tfrac{1}{2}\,l = h\left(0{,}6 + 0{,}4\,\frac{T}{T+0{,}5}\right). \qquad (6)$$

Bei einer Schirmantenne oder einer solchen mit großem quadratischen oder kreisförmigen flachen Oberteil können wir $\frac{1}{2}\,l$ als gleich h annehmen, wo h in einer Schirmantenne die Höhe bis zur Mitte der Rippen ist.

Der Schiffsluftleiter, den Austin bei seinen Versuchen benutzt hat, bestand aus einem Netzwerk von Drähten von 116×40 Fuß in 130 Fuß Höhe über dem Wasser. Die Kapazität des vertikalen Teiles dürfte etwa 0,2 mal so groß sein wie jene des Netzwerkes, und wir erhalten angenähert:

$$\tfrac{1}{2}\,l = h\left(0{,}4 + 0{,}6\,\frac{1}{1{,}2}\right),$$

folglich:

$$l = 1{,}8\,h.$$

Nehmen wir an, daß der Luftleiter auf dem Lande ungefähr denselben Wert für l habe, und setzen wir diesen Wert in die Gleichung (2) ein, wobei wir berücksichtigen, daß nur der halbe Oszillator Energie ausstrahlt, so erhalten wir:

Digitized by Google

$$P_r = \tfrac{1}{2}\,790\,\frac{(1{,}8\,h_1)^2}{\lambda^2}\,I_1^{\,2} = 1{,}280\,\frac{h_1^{\,2}}{\lambda^2}\,I_1^{\,2} \qquad (7)^{1)}$$

oder

$$h_1\,I_1/\lambda = \sqrt{P_r}/36.$$

Setzen wir diesen Wert für $h_1\,I_1\,\lambda$ in die Gleichung (1) ein, so erhalten wir:

$$I_2 = \frac{4{,}25}{36}\sqrt{P_r}\,\frac{h_2}{x}\,\varepsilon^{-0{,}0015\,x/\sqrt{\lambda}} = 0{,}118\,\sqrt{P_r}\,\frac{h_2}{x}\,\varepsilon^{-0{,}0015\,x/\sqrt{\lambda}} \qquad (8)$$

Nun ist

$$P_2 = I_2^{\,2}\,R_2\,,$$

und nach der Angabe war bei den Versuchen von Austin

$$R_2 = 25 \text{ Ohm}.$$

Folglich ist:

$$I_2 = \sqrt{P_2}/5\,.$$

Durch Einsetzen dieses Wertes in Gleichung (8) erhalten wir:

$$\sqrt{P_2} = 0{,}6\,\sqrt{P_r}\,\frac{h_2}{x}\,\varepsilon^{-0{,}0015\,x\sqrt{\lambda}} \qquad (9)$$

Diese Gleichung gibt die empfangene Energiemenge als Funktion der ausgestrahlten Energiemenge für jede beliebige Reichweite und Wellenlänge wieder. Sie lehrt, daß bei irgendeinem gegebenen Werte von P_r das größere λ das bessere ist. Wir müssen nunmehr die Beziehung zwischen P_r und P_1 untersuchen.

Von der im Luftleiter entwickelten Energiemenge ist der ausgestrahlte Teil: $R_r/(R_r + R_e)$; das heißt:

$$P_r = P_1\,\frac{R_r}{R_r + R_e}\,. \qquad (10)$$

Nun ist $R_r \sim (l^2/\lambda^2)$ und, wenn die Wellenlänge konstant ist, $R_r \sim l^2$. Es erhellt mithin, daß von zwei Luftleitern, die dieselbe Eigenwellenlänge besitzen und ausstrahlen, jener wirksamer strahlen wird, der den größeren vertikalen und den kürzeren horizontalen Teil besitzt, und ein langer niedriger Luftleiter ist ein sehr unwirksamer Strahler.

Es ist festgestellt worden, daß der Wirkungsgrad der Strahlung eines Luftleiters mit guter Erdung 50 % erreichen kann[2]); da nun

1) Aus den Gleichungen (2) oder (7) folgt, daß wir bei jeder beliebigen Gestalt des Luftleiters bei seiner Eigenwellenlänge, wenn h_1/λ_n eine von der Gestalt des Luftleiters abhängige Konstante ist, $P_r \sim I_1^{\,2}$ haben. Es ist also für jede beliebige Gestalt des Luftleiters die bei seiner Eigenwellenlänge ausgestrahlte Energiemenge nur von der Stromstärke im Luftleiter abhängig und unabhängig von der Höhe.

2) L. W. Austin.

Digitized by Google

ein Luftleiter in etwa dem 1,5fachen seiner Eigenwellenlänge am wirksamsten strahlt, so wollen wir annehmen, daß der Wirkungsgrad von 50% für diese Wellenlänge gilt, also

$$R_r = R_e$$

und

$$P_r = P_1/2 .$$

Lange niedrige Luftleiter werden diesen Wirkungsgrad nicht erreichen, aber wir können ihn als gültig für jeden oben abgeflachten Luftleiter mit guter Erdung ansehen, für den T keinen höheren Wert als 2 hat.[1]) Für Werte von T zwischen 0 und 2 kann man annähernd richtig $\lambda_n = 5\,l$ setzen. Folglich ist für einen solchen Luftleiter beim 1,5fachen der Eigenwellenlänge $R_r = R_e$, und da für andere Luftleiterformen bei $1{,}5\,\lambda_n$ $R_r \sim l^2$ ist, so erhalten wir für einen beliebig gestalteten Luftleiter bei $1{,}5\,\lambda_n$:

$$R_r = R_e \left(\frac{5\,l}{\lambda_n}\right)^2 .$$

Durch Einsetzen dieses Wertes in die Gleichung (10) erhalten wir:

$$P_r = P_1 \frac{(5\,l)^2}{\lambda_n^2 + (5\,l)^2} .$$

Diese Gleichung enthält die Annahme, daß R_e durchweg konstant bleibt. In Wirklichkeit nimmt infolge der induzierten Erdströme und der Schwierigkeit, eine Erdverbindung von großer Fläche herzustellen, R_e mit länger und niedriger werdendem Luftleiter zu, so daß der Wert von P_r für höhere Werte von λ_n als $5\,l$ kleiner als der oben angegebene wird. Wir können mit genügender Genauigkeit sagen, daß bei 1,5fachem λ_n für einen Luftleiter beliebiger Gestalt

$$P_r = P_1 \tfrac{1}{2} (5\,l/\lambda_n)^2 \qquad (11)$$

ist.

Da $R_r \sim l^2/\lambda^2$ ist, so hat ferner jedes Anwachsen von λ über $1{,}5\,\lambda_n$ hinaus eine Verkleinerung von R_r zur Folge, und bei konstant bleibendem Gesamtwiderstande $R_e + R_r$ wird sich der ausgestrahlte Energieanteil umgekehrt proportional mit λ^2 ändern. In der Praxis indessen steigt der Gesamtwiderstand R_1 bei den größeren Wellenlängen, so daß der Wirkungsgrad der Strahlung ziemlich viel kleiner ist, als er bei einer Änderung im umgekehrten Verhältnis mit λ^2 sein würde. Es wird ein Beispiel angeführt, wo ein Luftleiter bei einer

1) Das Vorstehende gilt für einen Luftleiter von T-Form. In einem Luftleiter von der Gestalt eines umgekehrten L wird derselbe Grenzwert erreicht, wenn der obere Arm gleich seiner Höhe ist.

Digitized by Google

etwas größeren Wellenlänge als der eigenen 46 % der ihm zugeführten Energie ausstrahlte; bei etwa der doppelten Eigenwellenlänge 14 %, und bei etwa der dreifachen Eigenwellenlänge 4 %. Dieser große Verlust wird teilweise durch das kleinere Dekrement und die größere Beständigkeit der Wellenzüge bei den größeren Wellenlängen wettgemacht, und man kann für die praktische Schätzung mit hinreichender Genauigkeit sagen, daß oberhalb des 1,5fachen der Eigenwellenlänge der Effekt der ausgestrahlten Energiemenge sich umgekehrt wie λ^2 ändert.

Bei Wellenlängen von weniger als der 1,5fachen Länge der Eigenwelle wächst R_r, aber auch R_1 wächst schnell an. Der Wirkungsgrad der Strahlung, R_r/R_1, ist bei der Eigenwelle merklich kleiner als beim 1,5fachen dieser Wellenlänge, aber zwischen diesen Grenzen ist der Unterschied nicht groß.[1])

Wir erhalten also für größere Wellenlängen als $1{,}5\,\lambda_n$:

$$P_r \sim \left(\frac{1{,}5\,\lambda_n}{\lambda}\right)^2 \qquad (12)$$

Vereinigen wir diese Gleichung mit der Gleichung (11), so erhalten wir:

$$P_r = P_1\,\tfrac{1}{2}\left(\frac{5\,l}{\lambda_n}\right)^2\left(\frac{1{,}5\,\lambda_n}{\lambda}\right)^2 = 28\,P_1\,l^2/\lambda^2 \qquad (13)$$

für beliebig gestaltete Luftleiter mit guter Erdung bei jeglicher Wellenlänge.

Darin ist ausgesprochen, daß der Wirkungsgrad der Strahlung aller Luftleiter von derselben wirksamen Höhe, für dieselbe Wellenlänge von mehr als $1{,}5\,\lambda_n$ und bei gleich guter Erdung derselbe ist. Im allgemeinen wird ein Luftleiter mit weiter ausladendem Dach gewinnen, wenn seine Eigenwellenlänge jener der ausgestrahlten Welle näher kommt, während er dadurch beeinträchtigt werden wird, daß er infolge seiner Gestalt ein minder wirksamer Strahler ist. Die weitere Ausladung des Daches wird natürlich die Anwendung einer größeren Energiemenge ohne Verlust durch Büschelentladung gestatten.

Die Gleichung (12) gilt für Wellenlängen von $1{,}5\,\lambda_n$ und darüber. Wie bereits dargelegt wurde, findet man im allgemeinen unterhalb $1{,}5\,\lambda_n$ eine gewisse Abnahme des Wirkungsgrades, aber keine große, während die Gleichung (12), auf solche Wellenlängen angewandt, eine

1) Der Wert von λ_n ist bei den meisten Luftleitern annähernd gegeben, wenn man die Länge der Höhe und der Entfernung von der Spitze des senkrechten Teiles bis zum Ende des horizontalen Teiles zusammennimmt und mit 4,5 multipliziert.

Digitized by Google

Zunahme des Wirkungsgrades anzeigen würde. Um diesen Punkt zu berücksichtigen, müssen wir bei Wellenlängen zwischen λ_s und $1{,}5\,\lambda_s$ den aus der Gleichung (13) erhaltenen Wert für P_r mit $(\lambda/1{,}5\,\lambda_s)^2$ multiplizieren. Die Frage nach der Signalgebung mit Wellenlängen von weniger als λ_s betrachten wir hier nicht, da der Wirkungsgrad sehr stark von der Bauart des benutzten Verkürzungskondensators abhängt.

Wir können in die Gleichung (13) den sehr verbreiteten Wert $1{,}8\,h$ für l einsetzen und späterhin besondere Fälle anderer Werte von l berücksichtigen. So erhalten wir:

$$P_r = P_1 \frac{91\,h_1^2}{\lambda^2}$$

Unter der Annahme (4) erhalten wir dann, wenn wir als einen für allgemeine Zwecke recht hübschen Wirkungsgrad 25 % annehmen, $P_1 = P/4$, also:

$$P_r = P \frac{23\,h_1^2}{\lambda^2} \tag{14}$$

Durch Einsetzen dieses Wertes in die Gleichung (9) erhalten wir:

$$\sqrt{P_2} = 2{,}88\,\sqrt{P}\,\frac{h_1 h_2}{\lambda x}\,\varepsilon^{-0{,}0015\,x/\sqrt{\lambda}}$$

oder

$$h_1 h_2 \sqrt{P} = \frac{\sqrt{P_2}}{2{,}88}\,\lambda x\,\varepsilon^{0{,}0015\,x/\sqrt{\lambda}}. \tag{15}$$

Zur Vervollständigung dieser Formel müssen wir P_2 einen Wert zuschreiben. Während der Versuche von Austin erhielt man bei einer Stromstärke von 10 Mikroampere am Fuße des Empfangsluftleiters gerade hörbare Signale. Da der Widerstand des Empfangsluftleiters 25 Ohm war, so ergibt dies eine Energiemenge von $I_2^2 R_2 = 2{,}5 \cdot 10^{-9}$ Watt. Bei späteren Versuchen, die im Jahre 1913 mit verbesserter Empfangsapparatur angestellt wurden, wurden eben hörbare Signale mit einer Stromstärke von 5 Mikroampere am Fuße eines Luftleiters von 25 Ohm Widerstand erhalten. Dieser Erfolg erforderte ein Viertel des früheren Energieaufwandes oder $0{,}625 \cdot 10^{-9}$ Watt, und wir können sagen, daß die Energiemenge, die bei neuzeitlicher Empfangsausrüstung erforderlich ist, um ohne Verstärkung gerade hörbare Signale zu liefern, $0{,}6 \cdot 10^{-9}$ Watt beträgt.

Dann erhalten wir nach der Annahme (8):

$$P_2 = 64 \cdot 0{,}6 \cdot 10^{-9}\ \text{Watt} = 38 \cdot 10^{-9}\ \text{Watt}.$$

Durch Einsetzen dieses Wertes in die Gleichung (15) erhalten wir:

Digitized by Google

$$h_1 h_2 \sqrt{P} = 6{,}5 \cdot 10^{-5} \lambda x \varepsilon^{0{,}0015 x/\sqrt{\lambda}}$$

oder, wenn wir der größeren Bequemlichkeit wegen h_1 und h_2 in Metern ausdrücken,

$$h_1 h_2 \sqrt{P} = 65 \lambda x \varepsilon^{0{,}0015 x/\sqrt{\lambda}} \tag{16}$$

Die Gleichung (9) lehrt, daß bei jeder ausgestrahlten Energiemenge das Ergebnis um so günstiger ist, je länger die Wellenlänge ist, und dieser Vorteil großer Wellenlängen ist um so ausgeprägter, je größer die Reichweite ist. Indessen sahen wir, daß für irgendeinen Luftleiter die ausgestrahlte Energiemenge um so geringer ist, je weiter die Wellenlänge über $1{,}5\,\lambda_n$ hinausgeht. Dieser Befund deutet darauf hin, daß es für jede Gruppe von Bedingungen eine günstigste Wellenlänge gibt, und diese Schlußfolgerung wird durch die Gleichung (16) bestätigt. Diese Gleichung lehrt, daß es für jeden Wert von x einen günstigsten Wert für λ gibt, bei welchem $h_1 h_2 \sqrt{P}$ ein Minimum ist. Dieser Wert ist durch die Bedingung

$$\lambda = \tfrac{1}{4}(0{,}0015\,x)^2 \tag{17}$$

gegeben, und wenn wir die Anwendung dieser günstigsten Wellenlänge voraussetzen, so wird aus der Gleichung (16):

$$h_1 h_2 \sqrt{P} = 27 \cdot 10^{-5} x^3. \tag{18}$$

Bei kurzen Reichweiten ist die durch Gleichung (17) gegebene Wellenlänge für praktische Zwecke zu klein. Beispielsweise beträgt sie für eine Reichweite von 50 km nur 140 cm, und erst wenn die Reichweite 800 km übersteigt, wird die ideale Wellenlänge über See größer als 300 m. Überdies ist 300 m die kleinste Wellenlänge, für welche die Verfasser der Austin-Cohenschen Formel ihre Schlußfolgerungen in der Praxis bestätigt haben. Dementsprechend ist 300 m die kürzeste Wellenlänge, die in den nachstehenden Kurven berücksichtigt worden ist; diese Kurven geben den Wert von $h_1 h_2 \sqrt{P}$ für jeden Wert von x bei verschiedenen Wellenlängen wieder.

III. Die zu der konvexen Seite der Kurven in Fig. 1 tangentiale Kurve ist angenähert die Kurve, welche durch die Gleichung (18) in der Form

$$h_1 h_2 \sqrt{P}/x = 27 \cdot 10^{-5} x^2$$

gegeben wird.

Wie man sieht, nähern sich, so lange die Reichweite für die angewandte Wellenlänge kurz ist, die Kurven geraden Linien, und für solche kurzen Reichweiten gilt angenähert die Bedingung

$$h_1 h_2 \sqrt{R}/x = Kx + 65\,\lambda, \tag{19}$$

wo der Wert von K von der Wellenlänge abhängt.

Digitized by Google

Beispielsweise läßt sich die Kurve für die Wellenlänge 300 m bis zu einer Reichweite von 200 km aufwärts angenähert durch

$$h_1 h_2 \sqrt{P}/x = 0{,}05x + 19{,}5 \qquad (20)$$

wiedergeben, jene für die Wellenlänge 600 km bis zu einer Reichweite von 300 km durch

$$h_1 h_2 \sqrt{P}/x = 0{,}1\,x + 39\,. \qquad (21)$$

und jene für die Wellenlänge 300 m bis zu einer Reichweite von 500 km aufwärts durch

$$h_1 h_2 \sqrt{P}/x = 0{,}2\,x + 195\,. \qquad (22)$$

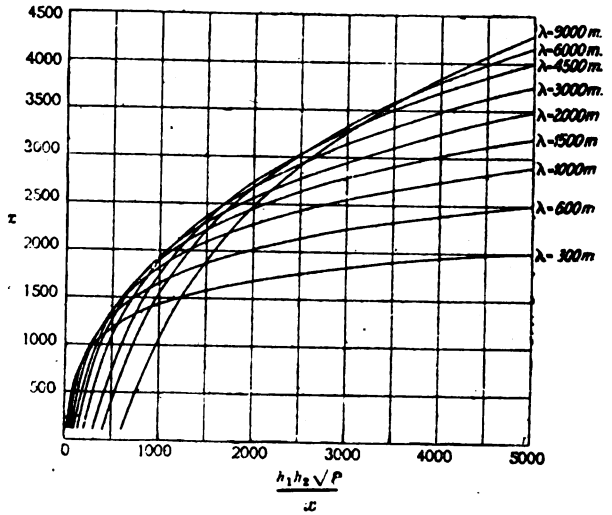


Fig. 1. Über See.
h_1, h_2 in Metern, P in Watt, x in Kilometern.

Bei kurzen Reichweiten ist Kx klein gegenüber $65\,\lambda$, und je kürzer die Reichweite ist, um so eher wird Kx zu vernachlässigen. Bei solchen Reichweiten nähern wir uns also der Bedingung

$$h_1 h_2 \sqrt{P}/x = 65\,\lambda\,,$$

d. h.

$$P \sim x^2 \text{ oder } I_2 \sim 1/x\,,$$

und das ist die theoretische Bedingung für die Strahlung über eine vollkommen leitende ebene Fläche. Bei diesen Reichweiten macht sich die Erdkrümmung wenig fühlbar, und für die Signalgebung über See haben wir die Verhältnisse einer gut leitenden nahezu ebenen Fläche.

Zu dieser Schlußfolgerung können wir unmittelbar aus der

Digitized by Google

Gleichung (1) oder (16) gelangen, denn je kleiner x gegenüber λ ist, um so näher kommt der Wert $\varepsilon^{0{,}0015\,x\sqrt{\lambda}}$ der Einheit. Die Zahl 0,0015 ist der Absorptionsbeiwert; dieser würde in einer vollkommen leitenden ebenen Fläche Null werden, wenn wir die Gleichung (16) in der Gestalt

$$h_1\,h_2\sqrt{P} = 65\,\lambda\,x$$

und die Gleichung (1) in der Gestalt

$$I_2 = 4{,}25\,\frac{I_1\,h_1\,h_2}{\lambda\,x} \tag{23}$$

belassen.

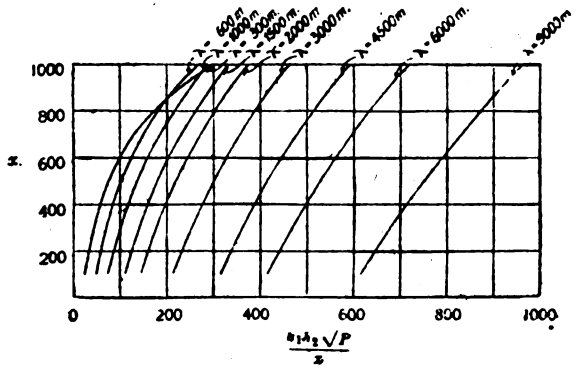


Fig. 2. Über See.
h_1, h_2 in Metern, P in Watt, x in Kilometern.

Es ist interessant, diese letztere Gleichung mit der theoretischen Formel für die Strahlung seitens eines Hertzschen Oszillators zu vergleichen. Diese wird in der Form

$$F = 2\,\pi\,\frac{l\,I_1}{\lambda\,x}\,3.10^{10} \tag{24}^{1})$$

gegeben, wo alle Größen in CGS-Einheiten gemessen sind.

Hier bedeutet

F die elektrische Kraft per cm in der Entfernung x,
l die Länge des Dipols,
I_1 die Effektivstromstärke.

Setzen wir

F in Volt per cm,
x, l und λ in km wie in Gleichung (1),
I_1 in Ampere wie in Gleichung (1)

an, so wird die Gleichung

1) Helmholtz.

Digitized by Google

$$F = 2\pi \frac{l I_1}{\lambda x} 8.10^{-4}. \qquad (25)$$

Wir können den geerdeten Luftleiter wie zuvor als die obere Hälfte eines Hertzschen Oszillators von der Länge $l = 1{,}8\, h_1$ ansehen. Da nun nur die obere Hälfte Energie ausstrahlt, beträgt der Wert von F nur das $1/\sqrt{2}$-fache dessen, was er betragen würde, wenn der ganze Oszillator strahlen würde.

Wir erhalten mithin:

$$F = \frac{1}{\sqrt{2}} 2\pi \frac{1{,}8\, h_1 I_1}{\lambda x} \cdot 8 \cdot 10^{-4} = 2{,}57\, \pi \frac{h_1 I_1}{\lambda x} \cdot 8 \cdot 10^{-4}. \qquad (26)$$

Die wirksame Höhe des Empfangsluftleiters ist $0{,}9\, h_2$ km, und wenn wir die Spannung im Luftleiter auf der Höhe von F Volt/cm halten würden, so würden wir

$$V_2 = F \cdot 0{,}9\, h_2 \cdot 10^5$$

erhalten, wo V_2 die gesamte angelegte Kraft (Wert der wahren mittleren Kraft für aufeinanderfolgende Wellenzüge) ist. Mithin würde

$$F = V_2/0{,}9\, h_2 \cdot 10^{-5} = I_2 R_2/0{,}9\, h_2 \cdot 10^{-5}$$

werden.

Nun ist in der Austin-Cohenschen Formel $R_2 = 25$ Ohm, und wir haben daher:

$$F = I_2/3600\, h_2.$$

Wenn wir diesen Wert in die Gleichung (26) einsetzen, so erhalten wir:

$$\frac{I_2}{3600\, h_2} = 2{,}57\, \pi \frac{h_1 I_1}{\lambda x} \cdot 8 \cdot 10^{-4},$$

folglich:

$$I_2 = 8{,}7 \frac{I_1 h_1 h_2}{\lambda x}. \qquad (27)$$

Dieser Wert ist größer als der in der Formel (23) für I_2 gegebene, weil wir oben angenommen haben, daß die Spannung im Empfangsluftleiter auf der Höhe der elektrischen Kraft im Wellenfelde gehalten wird. Dies trifft indessen nicht zu, denn es würde die Bedingung enthalten, daß die Energie, von welcher der Luftleiter zehrt, unerschöpflich ist, und daß sich die gesammelte Energiemenge umgekehrt proportional mit dem Widerstande des Luftleiters ändert, da $P = V^2/R$ ist. Der Luftleiter sammelt einen bestimmten Energiebetrag aus den vorüberstreichenden Wellen an, der hauptsächlich von seiner Höhe, seiner Kapazität und seinen Rückstrahlungseigenschaften abhängig ist, und die aus dieser Energiemenge entwickelte Spannung

Digitized by Google

und Stromstärke hängen demnach vom Gesamtwiderstande des Luftleiters ab.

IV. Nachdem wir im Vorstehenden die Beziehungen zwischen Höhe, Energiemenge und Reichweite für eine angenommene normale Gruppe von Bedingungen erörtert haben, wollen wir nunmehr die Wirkung von Abweichungen von diesen Bedingungen betrachten.

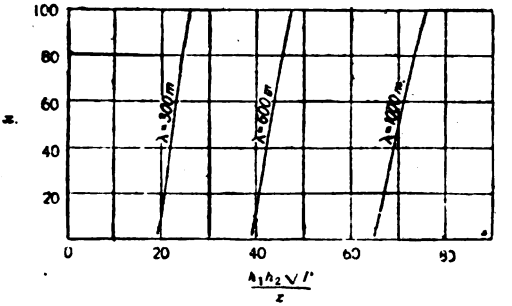


Fig. 3. Über See.
h_1, h_2 in Metern, P in Watt, x in Kilometern.

1. Die Beschaffenheit der Bodenoberfläche zwischen den Stationen.

Wahrscheinlich wird bei Stationen mit großer Reichweite, die sehr lange Wellen verwenden, die Oberfläche zwischen den Stationen die Sachlage nicht stark beeinflussen, so lange nicht ein großer Teil dieses Geländes bergig ist, oder eine der beiden Stationen nicht durch einen benachbarten Gebirgszug geschirmt wird.

Beim Verkehr auf kurze Reichweite über Land mit kleinen Wellenlängen ist jedoch der aus den Kurven gewonnene Wert für $h_1 h_2 \sqrt{P}$ zu niedrig. Zunächst ist die aus Gleichung (17) erhaltene Wellenlänge zu klein für den Verkehr über Land, und man muß eine längere Welle anwenden, die der Größe $h_1 h_2 \sqrt{P}$ einen höheren Wert verleiht. Zweitens gilt dieser höhere Wert nur für den Verkehr über See für eben diese Wellenlänge und muß für den Verkehr über Land weiter erhöht werden.

Herr Eccles[1]) gibt für die Schirmwirkung von Bergen folgende auf der Beugungstheorie beruhende Formel an:

$$J'_2 \sim \frac{P_1}{\lambda^2 x^2} \varepsilon^{-2\sqrt{(2\pi \chi_1 \chi_2/\lambda)}} \qquad (28)$$

1) W. H. Eccles, Wireless Telegraphy and Telephony.

Digitized by Google

In dieser Formel bedeutet (wenn S und R die Sende- bzw. die Empfangsstation sind, und T der zwischen ihnen liegende Gebirgskamm ist)

χ_1 den Winkel TSR,

χ_2 den Winkel TRS,

beide in Radianen (1 Radian $= 180^0/\pi$) gemessen, während x und λ in beliebigen gleichen Einheiten ausgedrückt werden.

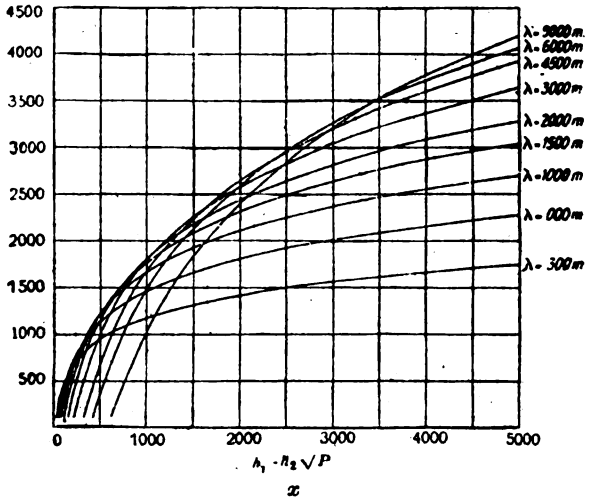


Fig. 4. Über Flachland.
h_1, h_2 in Metern, P in Watt, x in Kilometern.

Diese Gleichung können wir in der Form

$$\sqrt{P} \sim \sqrt{P_2 \lambda x}\, \varepsilon^{(2x\chi_1\chi_2/\lambda)\frac{1}{4}}$$

schreiben.

Durch Vereinigung dieser Gleichung mit der Gleichung (16) erhalten wir:

$$h_1 h_2 \sqrt{P} = 65 \lambda x\, \varepsilon^{(0{,}0015x + \sqrt{2x\chi_1\chi_2}/\sqrt{\lambda})}; \qquad (29)$$

demnach muß der aus den Kurven erhaltene Wert für $h_1 h_2 \sqrt{P}$ um den Faktor

$$\varepsilon^{(2x\chi_1\chi_2/\lambda)\frac{1}{4}}$$

modifiziert werden.

Dieser Faktor wird der Schirmwirkung seitens der zwischen den Stationen liegenden undurchlässigen Landmasse Rechnung tragen und kann einen beträchtlichen Wert annehmen.

Ferner müssen wir den Verlust infolge der tatsächlich vorhandenen

Digitized by Google

Unregelmäßigkeiten der Oberfläche berücksichtigen, nämlich ob sie hügelig oder bergig ist, ob der Boden an der Oberfläche Magneterze trägt, usw. Dieser Verlust ist für kurze Wellen außerordentlich hoch, für lange Wellen viel geringer. Ein Verfahren, diesen Verlust in roher Weise zu berücksichtigen, besteht darin, die Reichweite über Land als einer vermehrten Reichweite über See äquivalent anzusehen, wobei der Betrag der Vermehrung von der Beschaffenheit des Landes und von der Wellenlänge abhängig ist. Wir besitzen indessen nicht

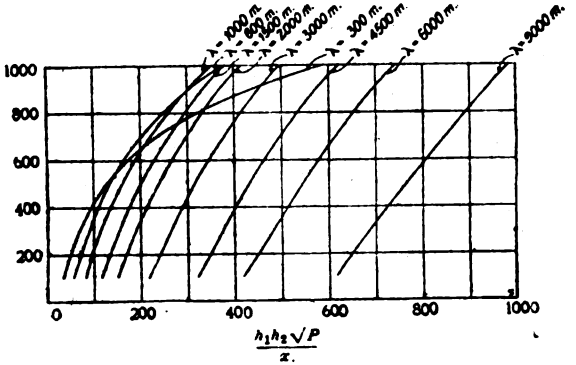


Fig. 5. Über Flachland.
h_1, h_2 in Metern, P in Watt, x in Kilometern.

genügend bündige Angaben, um darauf eine solche unmittelbare Schätzung äquivalenter Reichweiten zu gründen. Ein anderes hier vorgeschlagenes Verfahren besteht darin, den Wert von $h_1 h_2 \sqrt{P}$ für den Verkehr über See mit ε^A zu multiplizieren, wo A irgendeine Funktion von x und λ ist. Wir besitzen nicht genügend Aufschlüsse, um den Gegenstand vollständig zu behandeln, aber die Form $\varepsilon^{Kx^{1/3}/\lambda}$ wird als eine allen praktischen Verhältnissen genügende vorgeschlagen, wobei K ein von der Beschaffenheit des zwischen den Stationen liegenden Landes abhängiger Beiwert ist.

Für K werden die folgenden Werte vorgeschlagen:

für Flachland	0,02.
für Hügelland	0,1,
für bergiges Land	0,24.

Auf die Urheberschaft des eben erwähnten Vorschlages wird keinerlei Anspruch erhoben, und er gründet sich auch auf keine besondere Versuchsreihe. Er wird indessen hier gemacht, da er überein-

Digitized by Google

stimmende und mit der Praxis in Einklang stehende Ergebnisse liefert.

Aus der Gleichung (16) wird dann

$$h_1 h_2 \sqrt{P} = 65 \lambda x \varepsilon^{\frac{0{,}0015 x}{\sqrt{\lambda}} + \frac{K x^{1/3}}{\lambda}} \qquad (30)$$

Diese Gleichung ihrerseits führt für jede Reichweite zu einem ökonomischsten Werte für λ, bei welchem $h_1 h_2 \sqrt{P}$ ein Minimum wird. Die Lösung der Gleichung für das Minimum liefert folgendes Ergebnis:

$$\sqrt{\lambda} = \sqrt{K x^{\frac{1}{3}} + \left(\frac{0{,}0015 x}{4}\right)^2} + \frac{0{,}0015 x}{4}. \qquad (31)$$

Wie ersichtlich, liefert diese Gleichung, wenn K Null ist, dasselbe Ergebnis wie Gleichung (17). Die Kurven, die für Flachland, für Hügelland und für Gebirgsland mitgeteilt werden, sind nach der Gleichung (30) hergestellt worden.

2. Die Natur der Luftleiter.

Der Luftleiter, auf den sich die Kurven beziehen, hat eine wirksame Höhe, die etwa das 0,9-fache seiner wirklichen Höhe beträgt, während die Kapazität des empfangenden Luftleiters auf dem Schiffe zu 0,0018 MF. angegeben wird.

Bei der Verwendung verschiedenartiger Luftleiter müssen wir folgende Punkte berücksichtigen:

1. Senden. Wirksame Höhe.

Der aus den Kurven entnommene Wert für $h_1 h_2 \sqrt{P}$ muß mit $1{,}8\, h_1/l$ multipliziert werden, wo $\frac{1}{2} l$ die wirksame Höhe des Luftleiters ist, wie man sie nach dem in den Gleichungen (4) bis (6) angegebenen Verfahren erhält, und wo h_1 die wirkliche Höhe ist.

2. Empfang.

Hier sind die Verhältnisse weit verwickelter als beim Senden, zum großen Teil wegen der teilweisen Rückstrahlung der empfangenen Energie. Die Ansichten der Fachleute über die verschiedenen Effekte gehen auseinander, und es soll hier nicht auf alle diese Betrachtungen eingegangen werden. Ein wichtiger Punkt indessen, auf den Herr Eccles[1]) hingewiesen hat, muß auseinandergesetzt werden. Es handelt sich dabei in großen Zügen um folgendes:

1) W. H. Eccles, Wireless Telegraphy and Telephony.

Digitized by Google

Der gekoppelte Detektorkreis führt in den Luftleiter einen Effektivwiderstand ein, der durch Verengerung oder Lockerung der Koppelung vergrößert bzw. verkleinert werden kann. Nach dem alten Grundsatz, daß die meiste Arbeit dann geleistet wird, wenn der äußere (Arbeits-) Widerstand gleich dem inneren (vergeudenden) Widerstande ist, muß man die Koppelung so wählen, daß der eingeführte Effektivwiderstand gleich dem gesamten von der Rückstrahlung, der Erde und allen übrigen Quellen herrührenden Widerstande des Luftleiters ist. Ist das geschehen, so werden 50 % der Energie des Luftleiters dem gekoppelten Schwingungskreise zugeführt, und mehr läßt sich ihm nicht zuführen.

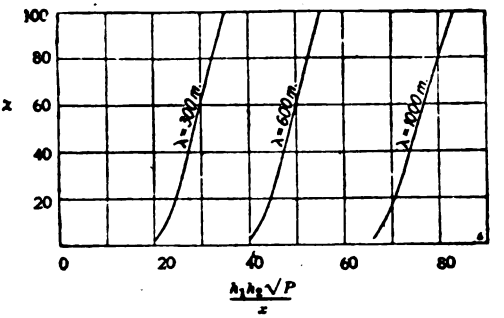


Fig. 6. Über Flachland.
h_1, h_2 in Metern, P in Watt, x in Kilometern.

Einerlei also, wie groß der Widerstand des Empfangsluftleiters ist, können unter den günstigsten Verhältnissen ungefähr 50 % der von ihm empfangenen Energie dem gekoppelten Schwingungskreis zugeführt werden.

Betrachten wir nunmehr die Wirkungen der Eigenschaften eines Luftleiters auf den Empfang, so können wir sagen:

Wirksame Höhe: — Die wirksame Höhe muß in derselben Weise berücksichtigt werden wie beim Senden.

Kapazität: — Je größer die Kapazität des Luftleiters, und je größer infolgedessen das von ihm beeinflußte Wellenfeld ist, um so mehr Energie wird beim Empfang aus den vorübergehenden Wellen gesammelt, und wenn kein störender Faktor hinzukommen würde, so würde das Verhältnis $P_2 \sim C_2$ richtig sein, wo C_2 die Kapazität des Empfangsluftleiters ist. Dieses Verhältnis läßt sich mit einer für unsere Zwecke ausreichenden Genauigkeit auf Luftleiter von geringen oder mittleren Abmessungen mit guter Erdung anwenden. Für gerichtete

Digitized by Google

Luftleiter für große Entfernungen indessen, bei denen die große Sendeenergie eine sehr große Kapazität des Luftleiters erfordert, hat es sich als ratsam herausgestellt, eine geringere Kapazität für den Empfang anzuwenden, um übermäßige Erdverluste zu vermeiden.

Als annähernde Schätzung für die allgemeine Anwendung wollen wir mithin sagen, daß der aus den Kurven gewonnene Wert von $h_1 h_2 \sqrt{P}$ mit $0{,}0018/C_2$ multipliziert werden muß, während wir über die erforderliche Berücksichtigung der Erdverluste weiter unten reden wollen.

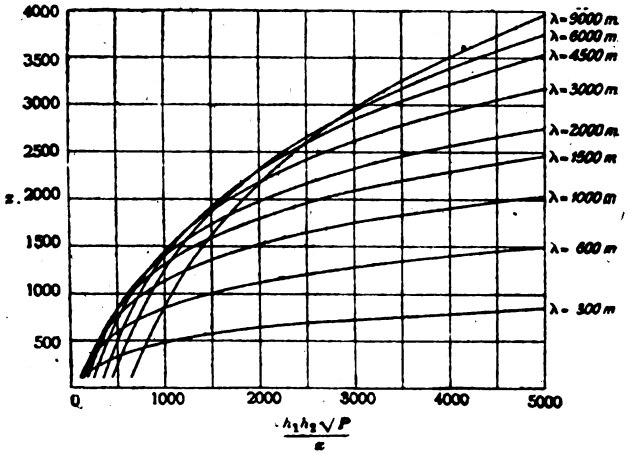


Fig. 7. Über Hügelland.
h_1, h_2 in Metern, P in Watt, x in Kilometern.

Die auf die Längeneinheit entfallende Kapazität eines aus einem einzigen Drahte bestehenden Luftleiters hängt hauptsächlich ab von dem Verhältnis des Durchmessers zur Höhe seiner einzelnen Elemente; aber für die praktischen Zwecke einer angenäherten Schätzung können wir sagen, daß die Kapazität für 1 m der Länge ungefähr $6{,}5 \cdot 10^{-6}$ MF. beträgt. Für einen Luftleiter aus mehreren Drähten wächst bekanntlich die Kapazität nicht proportional mit der Anzahl der Drähte, sondern weit weniger rasch, und je enger die Drähte beieinander liegen, um so weniger rasch erfolgt die Zunahme der Kapazität. Bei der Schätzung ist es ratsam, zuvor die Kapazität eines solchen Luftleiters roh zu überschlagen, und dies geschieht mittels der folgenden Formel:

$$C = 6{,}5 \cdot 10^{-6} \cdot m\{1 + K(n + \tfrac{1}{2} + \tfrac{1}{3} + \ldots\ldots + 1/n - 1)\}. \quad (32)$$

Hier bedeutet:

Digitized by Google

C die Kapazität in Mikrofarad,

m die Länge der wagerechten und der senkrechten Teile zusammen.

d das Verhältnis $\frac{\text{(gegenseitiger Abstand der parallelen Drähte)}}{\text{(Länge der parallelen Drähte)}}$

n die Anzahl der parallelen Drähte, so daß also in der Klammer $(n - 1)$ Glieder enthalten sind,

K eine Konstante, die hauptsächlich von dem Werte für d abhängig ist. Ein für die meisten praktischen Verhältnisse anwendbarer Wert für K ist $1{,}4\sqrt{d}$.

Die Formel (32) ergibt die Kapazität eines gewöhnlichen Luftleiters mit einer Genauigkeit von 10%. Wenn sich der wagerechte und der senkrechte Teil hinsichtlich der Anzahl oder der räumlichen Verteilung der Drähte stark von einander unterscheiden, muß man jeden Teil für sich allein berechnen und die Summe bilden.

Ein gebräuchlicher Wert für d ist etwa 1/40, und für diesen Fall beträgt die Kapazität auf 1 m Länge des Luftleiters bei verschiedener Anzahl der Drähte etwa:

Anzahl der Drähte	Kapazität für 1 m Länge in Mikro-Mikrofarad
1	6,5
2	9,4
3	11,6
4	13,5
5	15,3
6	16,9
7	18,5
8	20,1
9	21,7
10	23,4
11	25,0
12	26,5

Wenn d ungefähr 1/50 ist, ändert sich die Kapazität nahezu wie die Quadratwurzel aus der Anzahl der Drähte.

3. Richtantennen.

Ein Sonderfall ist der der Richtantenne von der Gestalt eines umgekehrten L. Gehören sowohl Sender- als Empfangsluftleiter dieser Gattung an, so beträgt die zur Übermittelung einer bestimmten Energiemenge an den Empfangsleiter erforderliche Energie einen Bruchteil der bei nicht gerichteten Luftleitern von derselben Gesamtstrahlung erforderlichen Energiemenge. Wenn die Länge ungefähr das Zehnfache

Digitized by Google

der Höhe beträgt, führt die Untersuchung des Polardiagramms zu einem Werte von ungefähr 0,4 für diesen Bruchteil, und wir können demgemäß den Wert von $h_1 h_2 \sqrt{P}$ mit $\sqrt{0{,}04}$ oder 0,63 multiplizieren, wenn beide Luftleiter Richtantennen sind, oder mit 0,8, wenn nur ein Luftleiter eine Richtantenne ist.

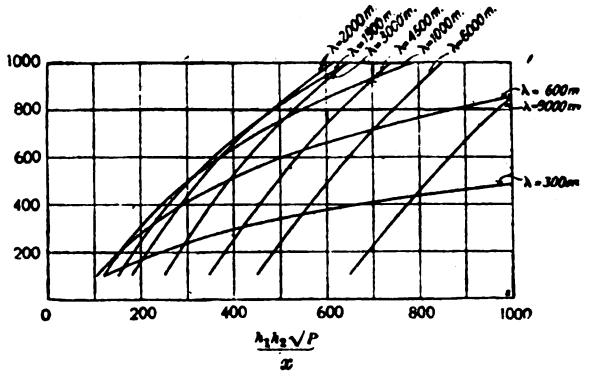


Fig. 8. Über Hügelland.
h_1, h_4 in Metern, P in Watt, x in Kilometern.

3. Die Natur der Erdleitungen.

Die durch die Kurven angegebenen Resultate werden nicht einmal annähernd erreicht, wenn eine schlechte Erdung benutzt wird. Wie bereits auseinandergesetzt wurde, ist der Wirkungsgrad der Strahlung $R_r/(R_r + R_e)$, und der größere Teil von R_e rührt von den Erdleitungen her. Bei der bestmöglichen Erdung in gutem Boden und bei der wirksamsten Wellenlänge (ungefähr 1,5 λ_n) wird R_e kaum kleiner sein als R_r. Bei schlechter Erdung kann es vielfach so groß sein, und es liegt klar auf der Hand, wie wichtig es ist. R_e so niedrig wie möglich zu halten. Das gilt besonders für einen Luftleiter mit niedrigem Strahlungswiderstand.

Eine schlechte Erdung vergrößert auch die Dämpfung und beeinträchtigt die Resonanz. Besonders schädlich ist dies beim Senden mittels Löschfunkens, wo die Schwingungen im Luftleiter mit dessen Eigendekrement abnehmen und keine Verstärkung seitens eines locker gekoppelten geschlossenen Schwingungskreises empfangen.

Für die Zwecke unserer Untersuchung wollen wir als eine gute Erdung eine solche bezeichnen, bei welcher R_e bei dem etwa 1,5-fachen der Eigenwellenlänge nahezu gleich R_r ist, als eine mittelmäßige eine

Digitized by Google

solche, bei welcher R_e etwa doppelt so groß ist wie R_r, und als eine schlechte Erdung eine solche, bei welcher vier- bis fünfmal so groß ist wie R_r. In solchen Fällen, wo sich an der Sendestation nur eine schlechte Erdung erreichen läßt, wird der günstigste Wirkungsgrad der Strahlung $R_r/(R_r + 5\,R_r)$; d. h. er wird von etwa $^1/_2$ auf etwa $^1/_6$ erniedrigt, und die erforderliche Energiemenge muß mit 3 oder $h_1\,h_2\,\sqrt{P}$ ungefähr mit 1,7 multipliziert werden. Für eine mittelmäßige Erdung muß P mit 1,5 oder $h_1\,h_2\,\sqrt{P}$ ungefähr mit etwa 1,2 multipliziert werden.

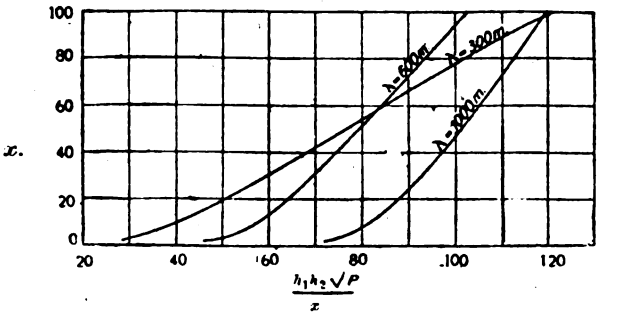


Fig. 9. Uber Hügelland.
h_1, h_2 in Metern, P in Watt, x in Kilometern.

Die Wirkungen einer schlechten Erdleitung machen sich beim Empfang weit weniger fühlbar, weil hierbei der gekoppelte Kreis ungefähr die Hälfte der vom Luftleiter gesammelten Energie aufnehmen kann, einerlei wie groß der Widerstand des Luftleiters ist. Aber, wie Herr Eccles[1]) betont, beeinträchtigt aus Gründen, auf die hier nicht weiter eingegangen werden soll, eine schlechte Erdung die absorbierenden Eigenschaften eines Luftleiters, und es wird weniger Energie aufgenommen.

Bei Verwendung eines isolierten Gegengewichtes beim Senden wird im allgemeinen, aber keineswegs ausnahmslos, der Wert von R_e kleiner und der Wirkungsgrad der Strahlung größer sein als bei leitender Verbindung[2]). Durch Verwendung eines Gegengewichtes erhält auch der

1) W. H. Eccles, Wireless Telegraphy and Telephony.

2) Durch die Verwendung des Gegengewichtes wird der Widerstand der direkten Erdleitung ausgeschaltet, aber ein großer Widerstand dadurch eingeführt, daß unter dem Gegengewicht Erdströme hineinkommen. Dieser letztere Widerstand wird im allgemeinen kleiner sein als der Widerstand des direkten Kontaktes, sofern nicht die leitende Erde sehr gut ist.

Digitized by Google

zugehörige Luftleiter eine geringere Kapazität und eine größere Selbstinduktion als bei Verwendung einer Erdung, und somit wird dadurch das Dekrement bei jeder Wellenlänge erniedrigt, da

$$\delta = R/2fL$$

ist. Trotzdem ist die Wirkung eines Gegengewichtes auf die Entfernung, vielleicht infolge des Fehlens irgendeines „Erdwellenphänomens",

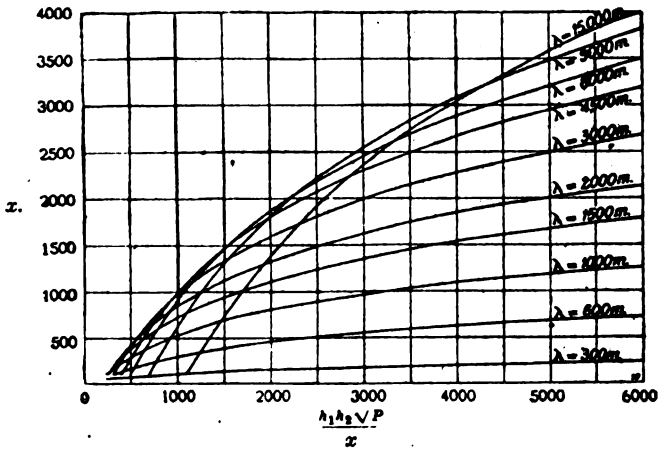


Fig. 10. Über bergiges Land.
h_1, h_2 in Metern, P in Watt, x in Kilometern.

nicht so groß wie jene einer guten Erde, obwohl ein gutes Gegengewicht besser senden wird als eine schlechte Erde. Zum Zwecke einer angenäherten Schätzung können wir ein Gegengewicht an der Sendestation einer mittelmäßigen Erdung gleichsetzen, was die Anwendung eines Korrektionsfaktors von ungefähr 1,2 für die Größe $h_1 h_2 \sqrt{P}$ bedingt.

Indessen läßt sich ein passend gebautes Gegengewicht von großem Flächeninhalt wegen seines kleinen Dekrements in Löschfunkensystemen mit Vorteil anstelle einer unmittelbaren Erdverbindung anwenden. In solchen Systemen ist es wichtig, das aus allen Quellen herrührende Dekrement des Luftleiters so niedrig wie möglich zu halten, um eine gute Resonanzwirkung zu erhalten.

Die Kapazität eines geerdeten Luftleiters ist größer als jene eines Luftleiters von derselben Größe mit Gegengewicht. Beim Empfang fängt zweifellos ein geerdeter Luftleiter, teilweise wegen dieser größeren

Digitized by Google

Kapazität und teilweise vielleicht infolge irgendeines „Erdwelleneffektes", eine beträchtliche Menge Energie auf, die einem Luftleiter mit Gegengewicht entgeht. Ferner wird, wie bereits festgestellt, ein Empfangsluftleiter durch eine schlechte Erdung weit weniger berührt als ein Senderluftleiter, und es scheint in der Praxis, als könne selbst eine schlechte Erde stärker empfangen als ein gutes Gegengewicht. Bei gewissen Stationen, die mit Erde und Gegengewicht zu wechselweisem Gebrauch, aber leider nicht mit den Hilfsmitteln zur Messung der empfangenen Energie, ausgerüstet sind, empfing der Luftleiter mit guter Erdung anscheinend um ungefähr $100\,\%$ stärkere Signale als mit einem Gegengewicht, und bei Anwendung einer schlechten Erde war dieses Übergewicht merklich geringer. Für die Zwecke einer angenäherten Schätzung können wir also sagen, daß der Wert von $h_1 h_2 \sqrt{P}$ mit ungefähr $\sqrt{2}$ oder 1,4 für Empfang mittels eines Gegengewichtes und mit einer kleineren Größe, etwa mit 1,2, für Empfang mittels einer schlechten Erdung multipliziert werden muß. Der Einfluß einer mittelmäßigen Erdung anstelle einer guten beim Empfang ist nicht groß genug, um eine Abänderung unserer Zahlenwerte erforderlich zu machen.

4. Die Bauart des Senderapparates.

Die Kurven gelten für ein Sendersystem mit einem Nutzungsgrade von $25\,\%$ zwischen der Leistung der Wechselstromquelle und der im Luftleiter entwickelten Energiemenge. Wo man in irgendeinem Sonderfalle diesen Nutzungsgrad, ganz oder annähernd, kennt, muß man den Wert von $h_1 h_2 \sqrt{P}$ mit $\sqrt{25/E}$ multiplizieren, wo E der bekannte Nutzungsgrad ist.

Verwendet man kontinuierliche Wellen, so erhält man einen Gewinn an Resonanzwirkung. Die hierdurch hervorgerufene Zunahme des Wirkungsgrades wird von Herrn Eccles[1]) ziemlich ausführlich behandelt und hängt von den Dekrementen der einzelnen Schwingungskreise ab. Es wird gezeigt, daß neuzeitliche Funkensysteme imstande sind, eine so hochgradige Resonanz zu ergeben, daß der bei der Verwendung kontinuierlicher Wellen zu erzielende Gewinn gering ist; mit ungefähr $25\,\%$ ist vermutlich der Gewinn an Nutzungsgrad recht gut berücksichtigt, oder man muß $h_1 h_2 \sqrt{P}$ mit 0,9 multiplizieren. Das hängt natürlich von dem im vorigen Absatz erwähnten Korrektionsfaktor $\sqrt{25/E}$ ab.

Die Wirkung kontinuierlicher Wellen beim Empfang wird im nächsten Abschnitt bei Behandlung des Empfangsapparates besprochen.

1) W. H. Eccles, Wireless Telegraphy and Telephony.

Digitized by Google

5. Die Bauart des Empfangsapparates.[1])

Der Wirkungsgrad einer Empfangsanordnung, insbesondere einer solchen mit einem Kristalldetektor, ist keineswegs konstant. Der Detektor kann zeitweise matt arbeiten; es können kleinere Fehler in der Abstimmung, in der Koppelung, in der Potentiometereinstellung usw. vorkommen, und auch die persönliche Eignung der Bedienungsmannschaft spielt mit hinein. Der angenommene hohe Faktor 64 für die Hörbarkeitsenergie soll derartige Schwankungen decken (denn man nimmt an, daß eine 16-fache Hörbarkeit eine gute Verständigung ergibt), und solange an der Empfangsanordnung nichts ernstlich in Unordnung ist, kann man für alle gewöhnlichen Zwecke die Kurven ohne Abänderung anwenden.

Bei Anwendung von Relais oder Verstärkern hängt der erhöhte Wirkungsgrad davon ab, welche Bauart zur Anwendung gelangt, und ob man zwei oder drei Verstärker hintereinander benutzt, oder nur einen einzigen. Angeblich macht ein einzelnes Brownsches Telephonrelais sonst unhörbare Signale klar und deutlich; ein Ventilverstärker für sich allein kann die empfangene Energiemenge auf das Fünffache erhöhen, oder mit drei Ventilen in Kaskadenschaltung auf das 120-fache. Schwebungsempfang mittels kontinuierlicher Wellen kann eine zehnfache Verstärkung und darüber ergeben, und diese Art des Empfanges läßt sich wiederum mit Verstärkern vereinigen. Für andere Vorrichtungen werden ähnliche oder noch günstigere Ergebnisse in Anspruch genommen.

Mit einer vollkommen zuverlässigen Verstärkungsvorrichtung und bei Abwesenheit atmosphärischer und sonstiger Störungen könnte man die Senderenergie genau im Verstärkungsverhältnis verringern. In der Praxis, wo man mit Störungen zu rechnen hat, können diese die Wirkung haben, die Stärke der Signale unter die Stärke normaler unvermeidlicher Störungen hinabzudrücken, so daß man durch die Verstärkung beider keinen Vorteil erzielen würde. Auf dem gegenwärtigen Stande der Entwicklung kann man sagen, daß die Vervollkommnung der Vorrichtungen zur Verstärkung, zur Verhinderung der Störungen und zur Ausschaltung der atmosphärischen Einflüsse durchaus im Bereiche der Möglichkeiten liegt. Nach ihrer Erreichung können wir eine beträchtliche Änderung der Sendeenergie und der Höhe erwarten, die man heutzutage für irgendeine Reichweite als notwendig erachtet, und der aus den Kurven entnommene Wert von $h_1 h_2 \sqrt{P}$ kann mit einem Faktor $\sqrt{U/600}$ multipliziert werden, wo U die in Mikro-Mikrowatt

1) Dieser Abschnitt ist, wie mancher andere, inzwischen bereits überholt. D. Red.

Digitized by Google

gemessene geringste Hörbarkeitsenergie für die jeweils benutzte Empfangsanordnung ist.

Einstweilen können wir dort, wo derartige Vorrichtungen in ihrem gegenwärtigen Entwicklungszustande zur Anwendung gelangen, einen niedrigeren Faktor benutzen, der von dem Betrage der zu erwartenden Störungen abhängt. Beispielsweise können wir mit einer nur vierfachen Verstärkung rechnen und P mit einem Faktor 0.25 oder $h_1 h_2 \sqrt{P}$ mit 0,5 multiplizieren.

6. Die Tageszeit.

Die Frage der Zufallssignale bei Nacht, der Sonnenaufgangs- und Sonnenuntergangswirkungen usw. soll hier nicht betrachtet werden Wenn auch kein Zweifel darüber besteht, daß kurze Wellen bei Nacht besser fortschreiten, so gehen doch über den Einfluß der Nacht auf lange Wellen die Meinungen ziemlich auseinander. Wahrscheinlich indessen schreiten alle Wellenlängen bei Nacht besser fort, und diesem Umstande können wir für allgemeine Zwecke dadurch Rechnung tragen, daß wir den Absorptionskoeffizienten 0,0015 durch einen kleineren Beiwert 0,001 ersetzen, oder daß wir den für Tageslicht geltenden Wert von $h_1 h_2 \sqrt{P}$ mit dem Faktor $e^{-0,0005\pi/\sqrt{\lambda}}$ multiplizieren. Dieses Verfahren ist nur angenähert richtig, denn die Absorption bei Nacht scheint von der Reichweite abhängig zu sein und ist bei den längeren Reichweiten geringer.

7. Die atmosphärischen Verhältnisse.

Unter Bedingungen, unter denen geringe oder keine atmosphärische Störungen zu erwarten sind, wie dies der Fall ist bei niedrigen Luftleitern von geringer Kapazität oder in Gebieten, die bekanntermaßen gegen atmosphärische Störungen gesichert sind, kann man mit Sicherheit eine geringere Energie als die der 64-fachen Hörbarkeit nehmen, aber die Mindestmenge der aufgenommenen Energie sollte nicht kleiner sein als die einer 16-fachen Hörbarkeit. D. h. in derartigen günstigen Fällen darf man den durch die Kurven gegebenen Wert von $h_1 h_2 \sqrt{P}$ mit $\sqrt{0,25}$ oder 0,5 multiplizieren.

Die Frage nach den Schwankungen der Signalstärke mit der Jahreszeit wird hier nicht erörtert. Es wird angenommen, daß derartige Schwankungen durch den „Zuverlässigkeitsfaktor" 64 gedeckt werden.

Digitized by Google

8. Der Zuverlässigkeitsgrad.

Es kann häufig der Fall vorliegen, daß ein geringerer Spielraum für die Signalstärke ausreicht, als angenommen worden ist. Dieser Fall kann vorliegen, wenn nur einige wenige kurze Nachrichten täglich zu erwarten sind, oder wenn man immer damit rechnen kann, daß die besten Bedienungsmannschaften unter den günstigsten Bedingungen arbeiten. In solchen Fällen kann man die empfangene Energiemenge auf etwa die 16-fache Hörbarkeit herabsetzen oder $h_1 h_2 \sqrt{P}$ mit einem Faktor multiplizieren, der nicht kleiner ist als 0,5.

Wir lassen jetzt eine Tabelle aller im Vorstehenden besprochenen Faktoren folgen, welche Abweichungen herbeiführen.

Zusammenstellung der Faktoren, mit welchen bei einer Abweichung von den angenommenen normalen Bedingungen der Wert von $h_1 h_2 \sqrt{P}$ multipliziert werden muß.

1. Für Schirmwirkung durch Berge . .	$e^{(2\pi\chi_1 x_0/\lambda)\frac{1}{2}}$
2. Für die zwischen den Stationen liegende Bodenoberfläche	$e^{K\pi\frac{1}{2}/\lambda}$
3. Für die wirksame Höhe des Senderluftleiters	$1{,}8\, h_1/l$
4. Für die wirksame Höhe des Empfangsluftleiters	$1{,}8\, h_2/l$
5. Für die Kapazität des Empfangsluftleiters	$0{,}0018/C_2$
6. Für das Senden mit einer Wellenlänge, die kleiner ist als das 1,5-fache der Eigenwellenlänge	$(1{,}5\,\lambda_n/\lambda)^2$
7. Für Richtantenne an einem Ende . . .	0,8
Für Richtantennen an beiden Enden . .	0,6
8. Für schlechte Erdung am Senderende .	1,7
Für mittelmäßige Erdung am Senderende	1,2
Für Gegengewicht am Senderende . . .	1,2
9. Für schlechte Erdung am Empfangsende	1,2
Für Gegengewicht am Empfangsende .	1,4
10. Für den Nutzungsgrad des Senderapparates	$\sqrt{25/E}$
11. Für den Gebrauch kontinuierlicher Wellen beim Senden (ohne Berücksichtigung von Schwebungsempfang) . . .	0,9
12. Für die Verwendung empfindlicherer Empfänger als der Kristalldetektor ohne Benutzung von Verstärkung, wenn Störungen nicht in Betracht gezogen zu werden brauchen . . .	$\sqrt{U/600}$
13. Für die Verwendung solcher Empfänger unter normalen Störungsverhältnissen	0,5
14. Für das Senden bei Nacht	$e^{-0{,}0000\,x/\sqrt{\lambda}}$
15. Für das Fehlen atmosphärischer Störungen	0,5
16. Für die Herabsetzung des „Zuverlässigkeitsfaktors" auf den niedrigsten mit einer erfolgreichen Verständigung vereinbarten Grenzwert	0,5

Digitized by Google

Die vorstehenden Erörterungen stellen einen teilweisen Versuch dar, einen Gegenstand zu behandeln, dessen ausführliche Behandlung nicht ohne eine Menge weiterer Untersuchungen und Forschungen möglich ist, über die wir heute noch nicht verfügen und daher noch nicht berichten können. Der Gegenstand wird von einem streng praktischen Gesichtspunkte aus behandelt, und zu diesem Zwecke sind viele Annäherungen eingeführt worden, welche der Kritik ausgesetzt sind, und ferner sind einige Betrachtungen einzeln behandelt worden, die in Wirklichkeit untereinander im Zusammenhang stehen. Zum Schlusse wollen wir ein paar Beispiele für die Ergebnisse betrachten.

Beispiele.

1. Beispiel.

Welche Energie und welche Höhe sind erforderlich für 400 km bei Tage über See bei einer Wellenlänge von 600 m mit oben abgeflachten nicht gerichteten Luftleitern mit neuzeitlicher Apparatur und ohne Verstärkung?

Nach den Kurven ist $h_1 h_2 \sqrt{P} = 36600$; wir nehmen einen zweidrähtigen T-Luftleiter an, dessen Länge gleich der doppelten Höhe ist, und in welchem der gegenseitige Abstand der Drähte ungefähr 1/40 ihrer Länge beträgt. Dann müssen wir für die Kapazität des Luftleiters beim Empfang folgenden Berichtigungsfaktor anwenden:

$$0{,}0018/C_2.$$

Infolgedessen wird:

$$h_1 h_2 \sqrt{P} = 36{,}60 \frac{0{,}0018}{C_2}$$

Nun ist nach dem oben Mitgeteilten:

$$C_2 = 3 h_2 \cdot 9{,}4 \cdot 10^{-6} \text{ MF},$$

also:

$$h_1 h_2 \sqrt{P} = 36{,}600 \cdot 0{,}0018/3 h_2 \cdot 9{,}4 \cdot 10^{-6},$$

mithin:

$$h_1 h_2^2 \sqrt{P} = 2{,}340{,}000.$$

Wir nehmen an:

$$P = 2 \text{ kW} = 2{,}000 \text{ Watt}.$$

Dann ist:

$$h_1 h_2^2 = 2{,}340{,}000/45 = 50{,}000.$$

Nehmen wir Luftleiter von gleicher Höhe an, so ist:

$$h = \sqrt[3]{50{,}000 \text{ m}} = 36{,}8 \text{ m}.$$

Digitized by Google

Es sind also Vorrichtungen von 2 Kilowatt mit 37 m hohen Masten erforderlich.

2. Beispiel.

Welche Energie und welche Höhe sind unter denselben Bedingungen erforderlich, aber bei Verkehr über Hügelland, wo gute Erdungen nicht zu erreichen sind?

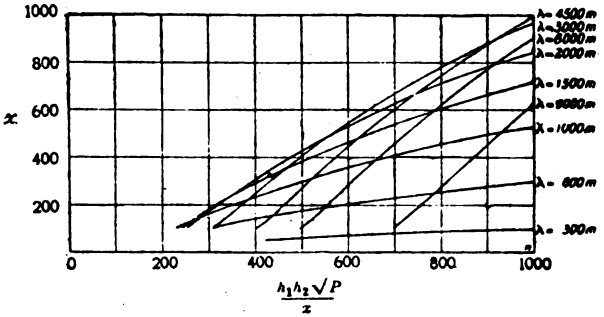


Fig. 11. Über bergiges Land.
h_1, h_2 in Metern, P in Watt, x in Kilometern.

Aus Gleichung (31) oder Fig. 8 ersehen wir, daß 1000 m eine passende Wellenlänge ist. Aus Fig. 8 geht ferner hervor:

$$h_1 h_2 \sqrt{P}/400 = 270.$$

also:

$$h_1 h_2 \sqrt{P} = 108{,}000.$$

An dieser Größe müssen wir die folgenden Berichtigungsfaktoren anbringen:

(*a*) für mittelmäßige Erdung am Senderende . . 1,2,

(*b*) für die Kapazität des Empfangsluftleiters . . $0{,}0018/C_2$.

Folglich ist:

$$h_1 h_2 \sqrt{P} = 108{,}000 \cdot 1{,}2 \cdot \frac{0{,}0018}{C_2}.$$

Ferner ist:

$$C_2 = 3 h_2 \cdot 9{,}4 \cdot 10^{-6},$$

also:

$$h_1 h_2 \sqrt{P} = \frac{108{,}000 \cdot 1{,}2 \cdot 0{,}0018}{3 h_2 \cdot 9{,}4 \cdot 10^{-6}}$$

mithin:

$$h_1 h_2^2 \sqrt{P} = 8{,}300{,}000.$$

Digitized by Google

Wir nehmen:

$$P_2 = 5 \text{ kW} = 5{,}000 \text{ Watt}.$$

Dann ist:

$$h_1 h_2^2 = 8{,}300{,}000/70 = 120{,}000.$$

Nehmen wir Luftleiter von gleicher Höhe an, so ist:

$$h = \sqrt{120{,}000} = 49{,}3 \text{ m}.$$

Es sind also Vorrichtungen von 5 Kilowatt mit 49 m hohen Masten erforderlich.

3. Beispiel.

Wie würde der Fall des zweiten Beispiels durch die Verwendung einer Ventilverstärkungsvorrichtung beeinflußt werden, die eine 100-fache Verstärkung oder eine Energiemenge von 6 Mikro-Mikrowatt für die Mindesthörbarkeit ergibt, wenn wir keine Störungen zu erwarten brauchen, und wenn der Betrieb unter den günstigsten Bedingungen erfolgt, unter denen man den „Zuverlässigkeitsfaktor" mit Sicherheit herabsetzen kann?

In diesem Falle können wir unseren Wert für $h_1 h_2 \sqrt{P}$ mit folgenden Faktoren multiplizieren:

(*a*) für die Empfindlichkeit des Detektors mit $U/600 = 0{,}1$,

(*b*) für die Verringerung des Zuverlässigkeitsfaktors mit . . . . . 0,5.

Wenn wir also die gleichen 49 m hohen Maste verwenden, können wir unsern Wert für $\sqrt{P}$ mit 0,05 oder P mit 0,0025 multiplizieren, so daß wir nur 12,5 Watt in der Stromquelle nötig hätten. Da wir nun einen Nutzungsgrad von 25 % angenommen haben, so bedeutet dies etwa 3 Watt im Luftleiter.

4. Beispiel.

Welche Energie und welche Höhe sind erforderlich für 4000 km über See mit gerichteten Luftleitern, mit Kristalldetektoren und ohne Verstärkung?

Aus Gleichung (17) oder aus Fig. 1 ersehen wir, daß 9000 m. die ökonomischste Wellenlänge ist, und für diese Wellenlänge ist bei 4000 km der Wert von $h_1 h_2 \sqrt{P}$, den wir aus den Kurven erhalten, 18500000. Unabhängig von den Abmessungen des Senderluftleiters würde der Empfangsluftleiter einer derartigen Station sehr wahrscheinlich ein Luftleiter mit einem einzigen Drahte von ungefähr 1 km Länge und einer Kapazität von ungefähr 0,005 bis 0,006 MF sein. Wir müssen also unseren Wert für $h_1 h_2 \sqrt{P}$ mit den folgenden Faktoren multiplizieren:

Digitized by Google

(*a*) für das Richten mit 0,6,
(*b*) für die wirksame Höhe der Luftleiter mit $(1,8/2)^2 = 0,8$,
(*c*) für die Kapazität des Empfangsluftleiters mit 0,0018/0,0055 = 0,33.
Das ergibt:

$$h_1 h_2 \sqrt{P} = 18,500,000 \cdot 0,6 \cdot 0,8 \cdot 0,33 = 2,960,000.$$

Wir nehmen an:

$$P = 100 \text{ kW} = 100,000 \text{ Watt}.$$

Dann ist:

$$h_1 h_2 = 2,960,000/\sqrt{100,000} = 9,300,$$

also bei gleichen Höhen:

$$h = \sqrt{9,300} = 96 \text{ m}.$$

Es sind also Vorrichtungen von 100 Kilowatt mit 96 m hohen Masten erforderlich.

5. Beispiel.

Welches würde die Schirmwirkung einer Bergkette von 4000 m Höhe sein, deren Kamm 20 km von der einen Station entfernt liegt, wenn die Stationen 2000 km auseinander liegen und die Wellenlänge 2000 m beträgt?

Hier ist:

$$\chi_1 = 0,2 \text{ Radian},$$
$$\chi_2 = 0,002 \text{ Radian},$$

also:

$$\varepsilon^{(\pi \chi_1 \chi_2/\lambda)^{\frac{1}{2}}} = \varepsilon^{(2 \cdot 2000 \cdot 0,0004/2)^{\frac{1}{2}}} = 2,5$$

Mithin müssen wir den Wert von $h_1 h_2 \sqrt{P}$ mit 2,5 multiplizieren, um der Höhe des zwischen den Stationen liegenden Landes Rechnung zu tragen, wenn wir von allen übrigen eine Änderung bewirkenden Faktoren absehen.

6. Beispiel.

Welche Reichweiten bei Tage kann man sicher erwarten zwischen zwei tragbaren Stationen mit Gegengewichten und Schirmantennen von folgenden Eigenschaften: Mittlere Höhe der Speichen = 18 m; Kapazität des Luftleiters = 0,001 MF; Leistung der Wechselstromquelle = 2 kW; Kristalldetektoren; Löschfunkenstrecken von 50 % Nutzungsgrad, und zwar:

(*a*) über Flachland bei 1000 m Wellenlänge
(*b*) „ Hügelland „ 1000 „ „
(*c*) „ Flachland „ 600 „ „
(*d*) „ Hügelland „ 600 „ „
(*e*) „ Flachland „ 300 „ „
(*f*) „ Hügelland „ 300 „ „

Digitized by Google

Hier ist:

$$h_1 h_2 \sqrt{P} = 18^2 \sqrt{2{,}000} = 14{,}500.$$

An diesem Wert müssen wir die Kehrwerte der nachstehenden Berichtigungsfaktoren anbringen, um seinen Äquivalentwert für die Anwendung auf die Kurven zu erhalten:

1. Für das Senden mit Gegengewicht . . 1,2,
2. Für den Empfang mit Gegengewicht . 1,4,
3. Für die Kapazität des Empfangsluftleiters 0,0018/0,001,
4. Für einen Wirkungsgrad des Senders von 50 % . . . . . 0,7.

Das ergibt:

$$14{,}500 \cdot \frac{1}{1{,}2} \cdot \frac{1}{1{,}4} \cdot \frac{1}{1{,}8} \cdot \frac{1}{0{,}7} = 7{,}000.$$

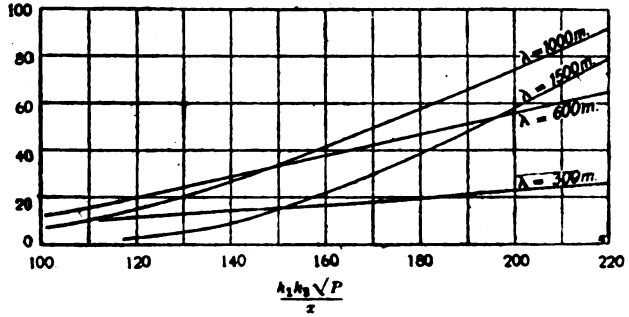


Fig. 12. Über bergiges Land.
h_1, h_2 in Metern, P in Watt, x in Kilometern.

Um auf irgendeiner Kurve die durch diesen Wert von $h_1 h_2 \sqrt{P}$ gegebene Reichweite zu finden, müssen wir durch Versuche einen Punkt finden, für den $7000/x$ auf der Abszisse x auf der Ordinate ergibt. Befolgen wir dieses Verfahren, und benutzen wir für Flachland die Figg. (5) und (6) und für Hügelland die Fig. (9), so erhalten wir die folgenden Ergebnisse:

(a)	für	Flachland	bei	1000	m	Wellenlänge	ist	die	Reichweite	86 km
(b)	„	Hügelland	„	1000	„	„	„	„	„	65 „
(c)	„	Flachland	„	600	„	„	„	„	„	120 „
(d)	„	Hügelland	„	600	„	„	„	„	„	76 „
(e)	„	Flachland	„	300	„	„	„	„	„	165 „
(f)	„	Hügelland	„	300	„	„	„	„	„	73 „

Digitized by Google

7. Beispiel.

Wie würden diese Reichweiten durch die Verwendung einer Verstärkerkombination beim Empfang verändert werden, wenn diese eine 100-fache Verstärkung lieferte und man keine Störungen zu befürchten hätte?

Hier können wir unsere Zahl 7000 durch $7000\sqrt{100} = 70000$ ersetzen. Befolgen wir dasselbe Verfahren wie beim 6. Beispiel, und benutzen wir die Figg. (5) und (8), so erhalten wir:

(*a*)	für	Flachland	bei	1000	m	Wellenlänge	die Reichweite	470 km
(*b*)	„	Hügelland	„	1000	„	„	„	330 „
(*c*)	„	Flachland	„	600	„	„	„	540 „
(*d*)	„	Hügelland	„	600	„	„	„	320 „
(*e*)	„	Flachland	„	300	„	„	„	530 „
(*f*)	„	Hügelland	„	300	„	„	„	240 „

Zusammenfassung.

Der Verf. führt in die empirische Formel von Austin-Cohen für die Reichweite drahtloser Stationen Abänderungen ein und trägt dadurch dem Einfluß der tatsächlichen Betriebsverhältnisse Rechnung. Die gewonnenen Ergebnisse werden durch eine Anzahl Kurven veranschaulicht, und der Nutzen dieser Kurven wird schließlich durch die Durchrechnung gewisser Beispiele aus der Erfahrung klar gemacht.

Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.

Mitteilungen aus der Praxis.

Der Pendelumformer, seine Konstruktion und Schaltung als Wechselstrom-Erzeuger für kleine F.-T.-Stationen.

Von **E. Falkenthal.**

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Deutschen Telephon-Werke.)

Die erhöhte Beachtung, welche in den letzten Jahren vor Kriegsbeginn den drahtlosen Verständigungsmitteln für Zwecke der Luftschiffahrt mit Freiballonen und mit den ersten Flugzeugen und Flugschiffen geschenkt wurde, veranlaßte den Verfasser, nachdem bereits Empfangsstationen in ausgedehntem Maße benutzt worden waren, sich

Digitized by Google

der Herstellung von kleinen F.-T.-Sendern zuzuwenden, welche das für die geringe Tragfähigkeit der Ballone und das für die ersten leichten Flugzeuge erforderliche geringe Gewicht und kleinen Umfang besaßen.

Als Wechselstromquelle erschien der bereits für andere Zwecke (Gleichrichtung von Wechselstrom) durchgebildete Pendelumformer (D. R. P. 211302) besonders geeignet, da dieser, neben dem sehr ge-

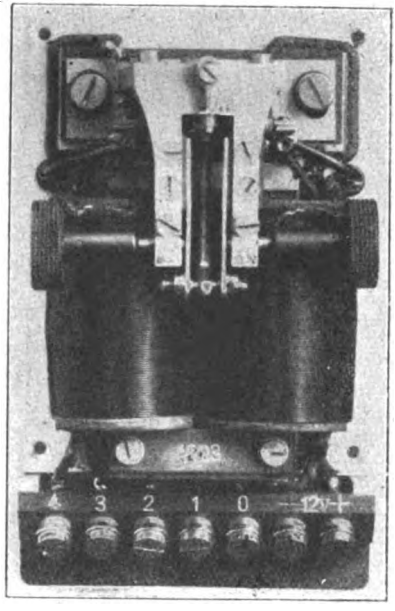


Fig. 1.

ringen Gewicht von ca. 1 kg für 250 Watt umzuformender Energie, auch Anwendung von Tonfunken gestattet, jener Betriebsweise, welche damals nur für größere Stationen, die mit rotierendem Umformer betrieben werden konnten, in Frage kam. Besonderen Wert besitzt die Benutzung von Tonfunken für gasgefüllte Ballone, da bei gegebener Energie die Antennenspannung und die damit verbundene Entzündungsgefahr geringer als bei Knarr-Funken ist.

Die Mittel, welche bei der erstmaligen Konstruktion dieses Pendelumformers zur Behebung der zunächst noch auftretenden Mängel angewendet wurden, dürften auch für die Konstruktion anderer, ähnlicher Apparate von prinzipieller Bedeutung sein; deshalb ist im Folgenden

Digitized by Google

auf einige grundlegende Einzelheiten etwas ausführlicher eingegangen worden.

Der im Gegensatz zu rotierenden Umformern mit dem vom Verfasser vielleicht nicht ganz glücklichem Namen „Pendelumformer“ belegte Apparat, dessen äußere Ansicht Fig. 1 zeigt, besteht im Wesentlichen aus einem eisengeschlossenen Transformator, mit einer geteilten

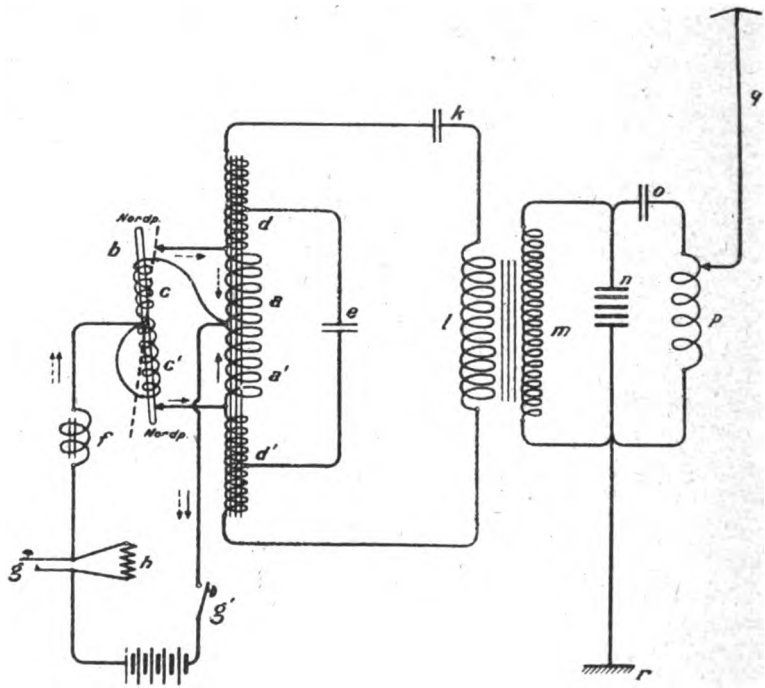


Fig. 2.

Primär- und einer darüber angeordneten getrennten (oder aber in Sparschaltung anschließenden) Sekundärwicklung, sowie aus einem pendelnden, an seinen Enden gleichnamig polarisierten Anker, welcher in dem künstlich vergrößerten Streufeld (D. R. P. 239438) des oberen Transformatorjoches angeordnet ist. Die Wirkungsweise des Apparates dürfte aus der Fig. 2 ohne weiteres hervorgehen. In dieser sind mit *a* bzw. *a'* die beiden Primärwicklungen, deren Enden zu je einem Kontakt führen, und mit *d* und *d'* die geteilten Sekundärwindungen bezeichnet. *b* ist der schwingende Anker, welcher mit den Spulen *c*

Digitized by Google

bzw. c' versehen ist. Beim Schließen des Schalters g' und Drücken der Taste g fließt von der Batterie i ein Strom in der Pfeilrichtung zum Anker, von hier aus über den geschlossenen Kontakt zur Wicklung a' und von dort zur Stromquelle zurück. (Näheres über die Spule f und den Parallelwiderstand h zur Taste ist weiter unten ausgeführt.) Die Polarisation des Ankers ist nun derartig mit Hilfe der Spule $c\ c'$ gewählt, daß er durch das Streufeld zum Umkippen in die andere (punktiert gezeichnete) Grenzlage und damit zur Berührung des oberen Kontaktes gebracht wird. Der Strom verläuft dann vom Anker durch die Spule a in der Richtung des punktierten Pfeiles. Entsprechend der in den beiden Spulen a und a' auftretenden, durch die Pfeilrichtung versinnbildlichten Umpolarisierung des Eisenkernes nach einem Hin- und Hergang des Ankers, ist der Eisenkern ummagnetisiert worden, wodurch in der darüber angeordneten Sekundärwicklung $d\ d'$ ein Wechselstrom resultiert, welcher, im Gegensatz zu den üblichen, mit Wagnerschem Hammer ausgerüsteten Funkeninduktoren, einen völlig symmetrischen Verlauf oberhalb und unterhalb der 0-Linie besitzt. Der hauptsächlichste Vorteil, welcher hierdurch für F.-T.-Zwecke erzielt wird, ist der gute Wirkungsgrad der Transformierung des Wechselstromes (wobei von einer primär aufgegebenen Gleichstromenergie von 250 Watt 80 % als Wechselstrom nutzbar gemacht werden könnte. Ein weiterer Vorteil ist die hervorragende Tonkonstanz, welche der mit rotierenden Maschinen erzielten Tonkonstanz nicht nachsteht, wie es das mit einem rotierenden Neonrohr aufgenommene Tondiagramm in Fig. 3 zeigt.

Da es sich für die in Frage stehenden Zwecke um die Umformung von Energien zwischen 100 und 250 Watt, das heißt, bei den notwendigerweise kleinen Betriebsspannungen von 24 Volt, um Stromstärken bis zu 10 Ampere handelt, so machte das Problem einer zuverlässigen Umschaltung der Primärspule mit Hilfe der erwähnten Kontakte erhebliche Schwierigkeiten. Zunächst mußte bei den in Frage stehenden Stromstärken, um wesentliche Verluste an den Berührungspunkten zu vermeiden, ein außerordentlich kräftiger Kontaktdruck vorgesehen werden. Dies war im Gegensatz zu dem bisher nach gleichem Prinzip hergestellten Gleichrichtern mit Polarisierung des Ankers durch Permanentmagnete nicht möglich. Es wurde daher eine elektromagnetische Polarisierung durch eine Spannungswicklung vermittels der erwähnten auf dem Anker angebrachten Spule $c\ c'$ vorgesehen.

Bei der Ausschaltung bzw. Einschaltung der Primärwicklung waren naturgemäß die hierbei infolge der hohen Selbstinduktion not-

Digitized by Google

wendigerweise auftretenden Kontaktfunken außerordentlich störend, besonders weil mit Rücksicht auf die erforderliche hohe Schwingungszahl von 400—600 pro Sekunde und die nicht unbeträchtliche Masse des Ankers nur mit sehr engen Kontaktzwischenräumen (ca. 0,2 mm) gearbeitet werden konnte. Um nun den durch die Funkenbildung auftretenden Kurzschluß der Primärwicklung und ein dadurch bedingtes

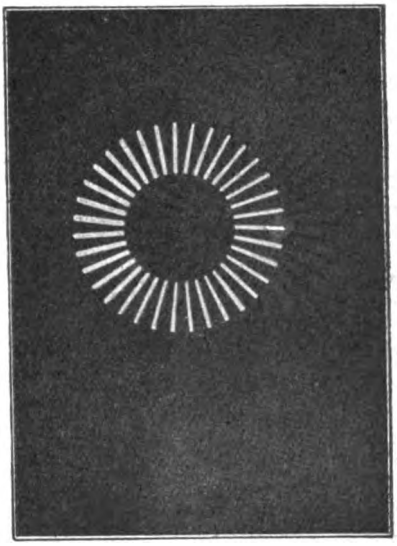


Fig. 3.

Verbrennen der Kontakte zu vermeiden, mußte auf praktisch völlige Beseitigung der Kontaktfunken der größte Wert gelegt werden. Ein geeignetes Mittel wurde durch Anordnung eines induktiv oder galvanisch mit den Primärwindungen gekoppelten Schwingungskreises von Tonfrequenz gefunden (D. R. P. 283376, D. R. P. 306268). Als Selbstinduktion dieses Kreises werden nun in der praktischen Ausführung, je nach der Betriebsspannung, entsprechende Teile der Primärwicklung oder, wenn nötig, auch dazu noch Teile der Sekundärwicklung benutzt, die dann mit einem Kondensator solcher Größen überbrückt werden, daß die Eigenschwingung dieses Kreises, bei dem normalen Betriebsstrom und bei der normalen Frequenz des Umformers, der Tonfrequenz des Apparates entspricht.

In der Fig. 2 wird dieser Tonkreis aus den Spulen *a*, *a'* sowie Teilen der Wicklung *d*, *d'* und dem Kondensator *e* gebildet.

Digitized by Google

Da nun bei Einschaltung des Hochspannungstransformators am Schwingungskreis an der Wechselstromseite des Umformers infolge der Streuung des Transformators und besonders im Augenblick des Abreißens der Funken an der Funkenstrecke an sich eine starke induktive Belastung vorhanden sein würde, mußte auch der Transformator durch Einschaltung einer Kapazität in die Zuleitung zur Primärwicklung auf die Tonfrequenz abgestimmt werden. d. h., es war unbedingt erforderlich, mit einem Resonanztransformator zu arbeiten. Übrigens stellte sich hierbei heraus, daß die kapazitative Belastung des Umformers, die im Augenblick des Transformatorkurzschlusses durch den übergehenden Funken in der Funkenstrecke entsteht, praktisch unschädlich ist.

Jedoch auch mit den bisherigen Maßnahmen waren die Kontaktschwierigkeiten noch nicht völlig beseitigt. Es gelangt nämlich jetzt noch ein geringer Teil der Hochfrequenzenergie über den Transformator in die Primärseite des Umformers, wodurch auch wiederum an dessen Kontakten beim Öffnen Funkenbildung auftritt. die bei dem geringen Abstand der Kontakte voneinander gefährlich werden kann. Um diesen Übelstand zu beseitigen, ist in die Batterieleitung eine mit sehr wenig Eisen versehene und nur wenige Windungen enthaltende Drossel geschaltet (D. R. P. 291795). Die Größe der Selbstinduktion dieser Spule ist ziemlich kritisch, da eine zu große Selbstinduktion die vorerwähnten Kompensierungen unwirksam machen und wieder zu Funkenbildung Veranlassung geben würde. Infolge des Auftretens von Hochfrequenzstrom in dem Batteriekreis ist auch die Kapazität der als Gleichstromquelle benutzten Batterie sowie die Länge und Art der Zuleitungsschnur (Verseilung) nicht ohne Bedeutung für das zuverlässige Arbeiten des Umformers.

Eine gewisse Schwierigkeit bestand ferner bei der Benutzung des Pendelumformers für F.-T.-Zwecke darin, daß beim Drücken der Taste stets ein Anstieg der Frequenz der Pendelschwingungen von 0 an erfolgen muß und daß in dieser Anlaufperiode die oben beschriebenen Kompensationsschaltungen am Umformer und im Primärkreis des Transformators nicht zu der für die normale Schwingungszahl beabsichtigten Wirkung kommen können.

Da ein dauernder Leerlauf des Umformers mit voller Frequenz und Betätigung der Taste im Wechselstromkreis, wie bei rotierenden Maschinen üblich, eine zu große Energieverschwendung bedeuten würde, so wurde zunächst durch Anordnung des Widerstandes h, parallel zu den Tastenkontakten, bewirkt, daß der Umformer mit verminderter

Digitized by Google

Energie nach Einschalten des Batterieschalters dauernd läuft, ohne jedoch infolge der verminderten Spannung die Funkenstrecke erregen zu können (D. R. P. 290070).

Weiter wurde ein u. E. bisher noch nicht angewendetes Mittel einer besonderen Wirbelstromdämpfung benutzt, um einen zu großen Anstieg des Stromes im ersten Moment des Einschaltens und damit

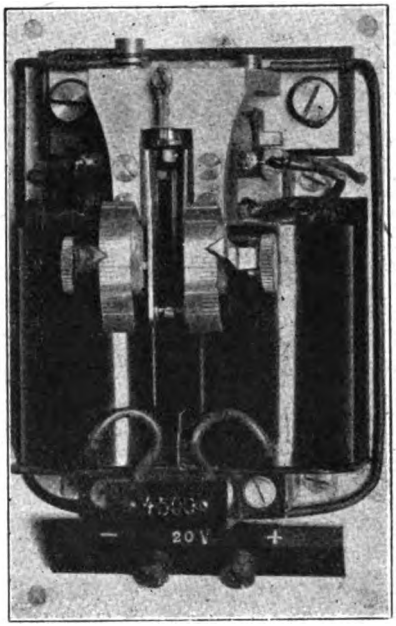


Fig. 4.

ein Kleben der Kontakte an der Taste und am Umformer zu verhindern.

Bei derartigen Apparaten muß bekanntlich im Interesse des hohen Wirkungsgrades die Induktion sehr niedrig gehalten werden. In der Anlaufperiode wird, da die Wicklungen für die normale Periodenzahl zu berechnen sind, eine geringe Frequenz und dadurch eine erheblich starke Eiseninduktion vorhanden sein. Um nun hierdurch eine zeitliche, nur während der Anlaufperiode wirksame Wirbelstromdämpfung (D. R. P. 291180) zu erzielen, werden die Eisenbleche, entgegen dem sonst üblichen Verfahren, von dem anhaftenden Zunder durch Bürsten befreit. Die sehr dünne, durch Oxydation an der Luft entstehende

Digitized by Google

Isolierschicht genügt, nämlich erfahrungsgemäß bei der normalen, der Berechnung zu Grunde gelegten Induktion, d. h. während der vollen Periodenzahl, um die Wirbelströme auf die einzelnen Bleche zu beschränken. Bei der in der Anlaufperiode auftretenden erhöhten Induktion und der hierdurch bedingten höheren Spannung der Wirbelströme bildet die erwähnte geringe Oxydschicht keine Isolation für

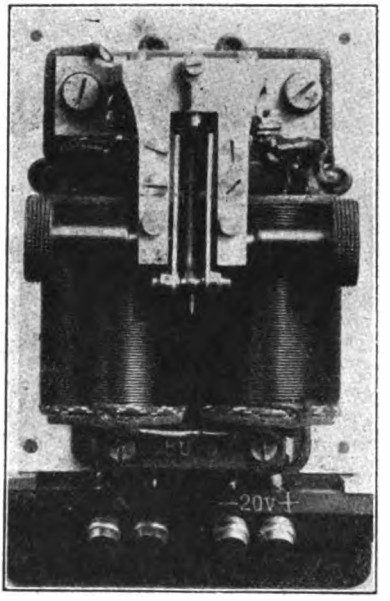


Fig. 5.

die Wirbelströme, d. h., es tritt lediglich während der Anlaufperiode eine starke dämpfende Wirkung und die beabsichtigte verminderte Selbstinduktion innerhalb der Wicklungen des Umformers auf.

In den weiteren Abbildungen sind verschiedene, für Nachrichtenzwecke verwendete Pendelumformer wiedergegeben. Fig. 4 zeigt die Außenansicht des K.-Fuk.-Umformers, dessen Sekundärwicklung als Hochspannungswicklung (4500 V.) ausgebildet ist, so daß also ein besonderer Hochspannungstransformator überflüssig wird. Fig. 5 gibt die Ansicht des sogenannten M.-Fuk.-Umformers wieder, während der für die Erdtelegraphie als Wechselstromerzeuger benutzte Umformer in der bereits oben erwähnten Fig. 1 dargestellt ist.

Digitized by Google

Die Betriebssicherheit, welche bei dem in Rede stehenden Umformer infolge der beschriebenen besonderen Maßnahmen erzielt wurde, ist so groß, daß etwa 8000 Apparate in den Dienst des Heeres gestellt werden konnten, wo sie dank der guten Ausbildung des Personals zur besten Zufriedenheit und mit anerkanntem Erfolg benutzt worden sind.

In Vorstehendem sind die hauptsächlichsten Schwierigkeiten, die bei der Herstellung von Apparaten mit pendelndem Anker zur Umformung von Gleich- in Wechselstrom auftreten, aufgezählt, und die geschilderten Einzelheiten dürften zur Genüge dargetan haben, daß die Schwierigkeiten der Aufgabe, mit Apparaten nach Art des Wagnerschen Hammers Energien von ca. 250 Watt umzuformen, nicht unerheblich sind.

Die zur Überwindung dieser Hindernisse angewandten Grundsätze dürften, wie nochmals erwähnt sei, auch bei allen anderen Apparaten, die der geschilderten Konstruktion ähnlich sind, von prinzipieller Bedeutung und die Beachtung dieser Grundsätze von großem Nutzen sein.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Prüfeinrichtungen, Summer, Wellenmesser und Lautstärkemesser.

D. R. P. 301 841. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 12. April 1917 ab.

Einrichtung für Summer, dadurch gekennzeichnet, daß der Schwingungskreis in dem zum Kontakt des Summers führenden Zweige angeordnet ist, zum Zweck, zugleich mit der Öffnung des Kontaktes irgendwelche energieverzehrenden Nebenschlüsse zu den Schwingungskreisen abzuschalten. Fig. 1 zeigt diese Anordnung.

D. R. P. 305 986. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 1. Juni 1917 ab.

Prüfeinrichtung für Stationen, welche zugleich drahtlose Sende- und Empfangseinrichtungen besitzen, dadurch gekennzeichnet, daß durch eine federnde Bewegung des Sendeempfangsumschalters über die Sende- bzw. Empfangsstellung hinaus eine Prüfung des Senders bzw. Empfängers ermöglicht wird, siehe Fig. 2.

Digitized by Google

D. R. P. 308 694. Dr. W. Burstyn in Berlin. Vom 30. Oktober 1915 ab.

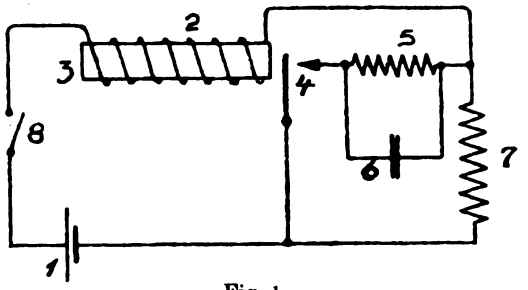


Fig. 1.

1. Empfangslautstärkenmesser für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß ein Umschalter ein und dasselbe Telephon ab-

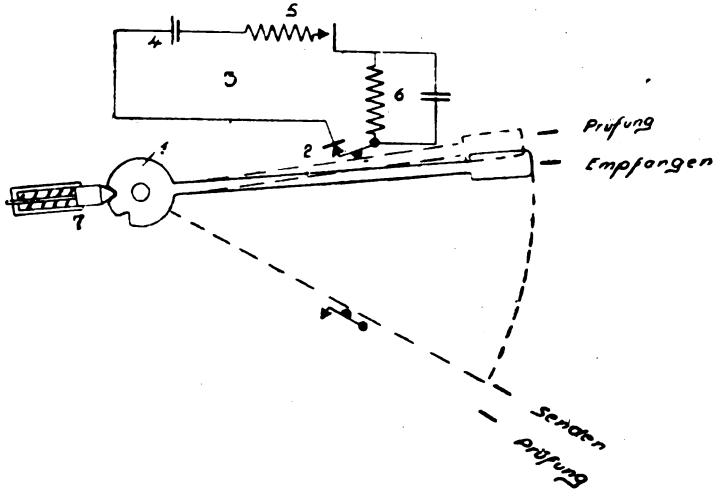


Fig. 2.

wechselnd auf den Empfangsapparat und auf eine elektrische Tonquelle gleichen Toncharakters und regelbarer Stärke umzuschalten gestattet, wobei auf möglichste Gleichheit beider Lautstärken eingestellt wird.

Als Vergleichstonquelle sollen die Entladungen eines Kondensators benutzt werden und für Tikkerempfang wird der Tikkerkontakt zur

Digitized by Google

Herstellung des Vergleichstones benutzt. Der Kondensator des geschlossenen Empfangskreises kann dabei gleichzeitig als Kondensator zur Erzeugung des Vergleichstons durch Entladung benutzt werden.

D. R. P. 304 939 desselben Erfinders. Zusatz zu vorstehendem Patent. Vom 28. November 1915 ab

Empfangslautstärkenmesser nach Patent 303 694 für Funken, dadurch gekennzeichnet, daß die Vergleichsenergie in Form eines unterbrochenen Hochfrequenzstromes dem Detektor zugeführt wird.

D. R. P. 304 969. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 15. April 1917 ab.

Prüfanordnung für drahtlose Telegraphie und Telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß die Spule des Prüfkreises als Ringspule ausgebildet ist, durch deren Mitte der Antennendraht hindurchgeht.

D. R. P. 296 106. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 20. Januar 1916 ab.

1. Prüfvorrichtung für elektrische Schwingungskreise, dadurch gekennzeichnet. daß zwecks Vermeidung von Energieverlusten sowohl der Prüfstromkreis als auch der Prüfschwingungskreis im Ruhezustande unterbrochen ist.

2. Prüfvorrichtung, dadurch gekennzeichnet, daß beide Unterbrechungen gleichzeitig durch einen oder bei Stufenspulen mehrere im Prüfschwingungskreis, und zwar in der Zuleitung zur Prüfspule vorgesehene Prüfkontakte erfolgen.

3. Prüfvorrichtung, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Vermeidung von Verlustströmen infolge der Leitfähigkeit des Kondensatordielektrikums entweder noch ein besonderer Schalter in der Zuleitung vom Element zum Kondensator verwendet wird oder der Selbstunterbrecher so ausgebildet ist, daß er im Ruhezustande auf Unterbrechung steht. Fig. 3 und 4 zeigen diese Schaltungsanordnungen.

D. R. P. 302 096. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Bruno Rosenbaum in Berlin. Vom 15. Dezember 1916 ab.

1. Anordnung zum Betriebe von Wellenmessern, dadurch gekennzeichnet, daß zwangläufig mit der Umschaltung von „Senden" auf „Empfang" eine Umschaltung des Wellenmessers als Resonator oder Oscillator erfolgt.

Unteransprüche beziehen sich darauf, daß zwangläufig mit der Umschaltung eine entsprechende Änderung der Kopplung des Wellenmessers erfolgt und daß der Sender mit Hilfe zweier getrennter, einerseits nur vom Sender, andererseits nur vom Empfänger beeinflußter Kopplungsspulen gekoppelt wird.

Digitized by Google

D. R. P. 302 681. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 7. März 1917 ab.

1. Hörempfänger für die drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Vermeidung einer Veränderung der Konstanten

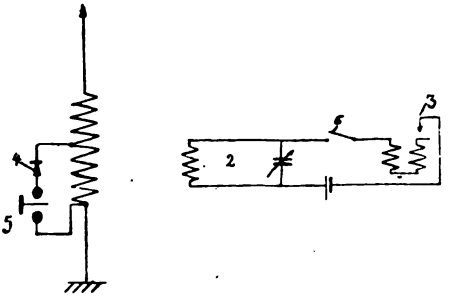


Fig. 3.

der Empfangsstromkreise bei Veränderung der Höreranzahl neben einem abschaltbaren Einzeltelephon eine Kombination von parallel und in Serie geschalteten Telephonen benutzt wird, die den gleichen elektrischen Wert besitzt wie das Einzeltelephon, so daß entweder nur

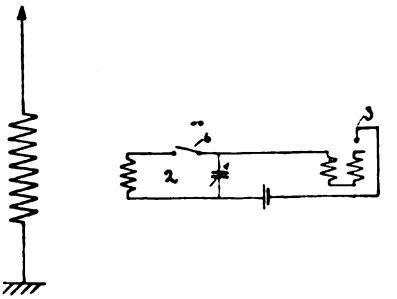


Fig. 4.

dieses oder eine beliebige Anzahl von Telephonen in den Empfangsstromkreis eingeschaltet werden kann.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß durch Einschalten des Einzeltelephons (1) die das Mithören gestattende Telephonkombination (2 bis 5) selbsttätig abgeschaltet wird (siehe Fig. 5).

3. Anordnung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet,

Digitized by Google

daß bei Verwendung der das Mithören gestattenden Telephonkombination durch das Einschalten eines jeden Telephons eine den Widerstand, die Selbstinduktion und die Kapazität eines Telephons ersetzende Spule (E) abgeschaltet wird, so daß stets der gleiche elektrische Wert der Anordnung erhalten bleibt.

D. R. P. 299 328. Dr. Georg Seibt in Berlin-Schöneberg. Vom 14. März 1916 ab.

Einrichtung zum Abhören der Zeichen in der drahtlosen Signalübertragung, dadurch gekennzeichnet, daß erstens die Polschuhe des Hörers zwecks Erhöhung der Selbstinduktion und der Empfindlichkeit

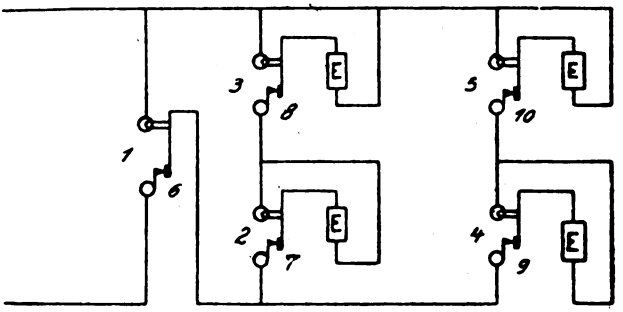


Fig. 5.

aus Blechen zusammengesetzt sind, zweitens die Wicklung des Hörers derart bemessen ist, daß ihre Selbstinduktion 0,6 Henry übersteigt und drittens der innere Widerstand des Organs, von welchem der Hörer den Wechselstrom empfängt, z. B. des Detektors oder Verstärkers, 10 000 Ohm übersteigt.

D. R. P. 299 440. Signal-Gesellschaft m. b. H. in Kiel. Vom 28. Februar 1916 ab.

1. Widerstandsanordnung zur Messung von Lautstärken mit dem Telephon nach der Parallelohm-Methode, dadurch gekennzeichnet, daß die einzelnen Widerstandsgruppen fortlaufend in geometrischer Progression ansteigen.

2. Widerstandsanordnung nach Anspruch 1. dadurch gekennzeichnet, daß die zur Ablesung der Meßresultate dienende Skala nach der Formel

$$l = \frac{w_1}{w_2} \text{ oder } l = \frac{w_1}{w_2} + 1$$

direkt in Lautstärken geeicht ist.

Digitized by Google

3. Widerstandsanordnung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß der Widerstand in fester Verbindung mit dem Telephon oder tragbar für den Beobachter ausgebildet ist.

D. R. P. 294 322. Carl Schmittutz in Dresden. Vom 20. Februar 1915 ab.

1. Anordnung zum Messen hoher Unterbrechungszahlen und Aufzeichnung von Spannungskurven, dadurch gekennzeichnet, daß eine aus einem leitenden Ring (*D*) und einer umlaufenden Scheibe (*A*) mit

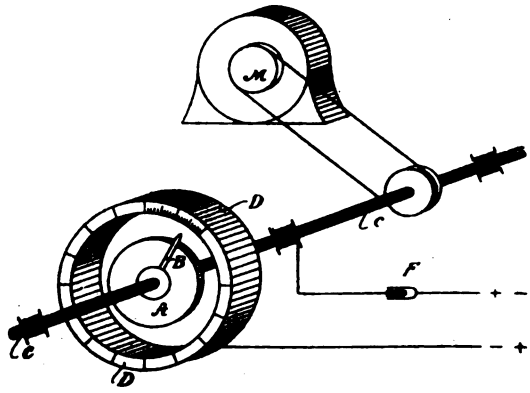


Fig. 6.

Nadel (*B*) gebildete verstellbare und beliebig schnell rotierende Funkenstrecke zur Beobachtung der Wellenform und Unterbrechungszahl und zur Messung der Spannungshöhe dient.

2. Ausführungsform der Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß anstatt der Scheibe (*A*) der Ring (*D*) rotiert und die Nadel (*B*) aufnimmt (siehe Fig. 6).

D. R. P. 295 250 desselben Erfinders. Zusatz zum vorstehenden Patent. Vom 20. Juli 1915 ab.

Anordnung zum Messen hoher Unterbrechungszahlen und Aufzeichnen von Spannungskurven nach Patent 294 322, dadurch gekennzeichnet, daß der Ring (*D*) mit gleicher Drehzahl, aber entgegengesetzter Drehrichtung wie die Spitze (*B*) rotiert, so daß die relative Geschwindigkeit zwischen Ring und Spitze bzw. der relative Weg der Funkenstrecke verdoppelt und die beobachtbare Höchstzahl der Unterbrechungen dadurch verdoppelt oder die zur Beobachtung einer gewissen Unterbrechungszahl nötige Drehzahl der Spitze (*B*) auf die Hälfte vermindert wird.

Digitized by Google

D. R. P. 313 521. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. Vom 28. Oktober 1917 ab.

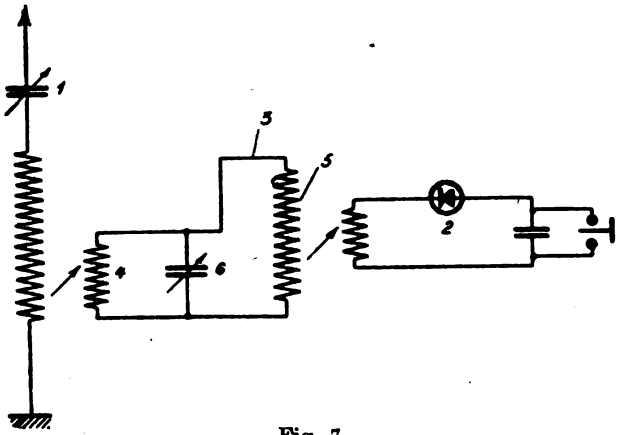


Fig. 7.

1. Schaltverfahren für geschlossene Schwingungskreise für Empfangsapparate der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß

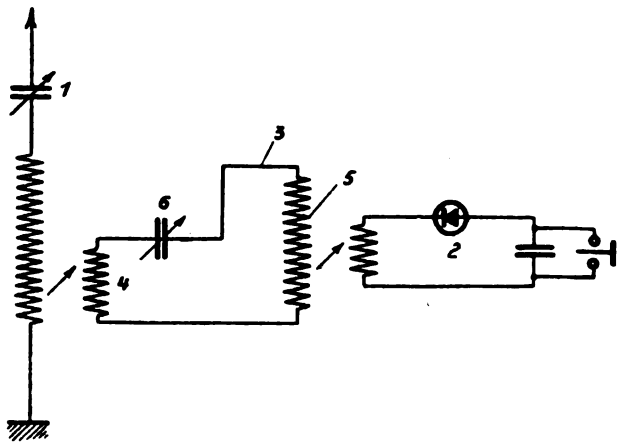


Fig. 8.

der geschlossene Kreis aus zwei Spulen und einem Kondensator besteht, welche bei kleinen Wellen parallel und bei großen Wellen in Reihe geschaltet werden.

Digitized by Google

2. Schaltverfahren nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die eine der Spulen gegenüber der anderen groß gehalten ist, zum Zwecke einer größeren Wellenvariation zwischen der Parallel- und Reihenschaltung.

Fig. 7 zeigt die Schaltungsanordnung, wie sie sich für kurze Wellen eignet, Fig. 8 die durch geeignete Schaltmittel abgeänderte Anordnung für den Fall, daß lange Wellen aufgenommen werden sollen.

D. R. P. 312 963. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 9. Dezember 1917 ab.

1. Federnde Aufhängevorrichtung, insbesondere für Apparate der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß die Federn, welche

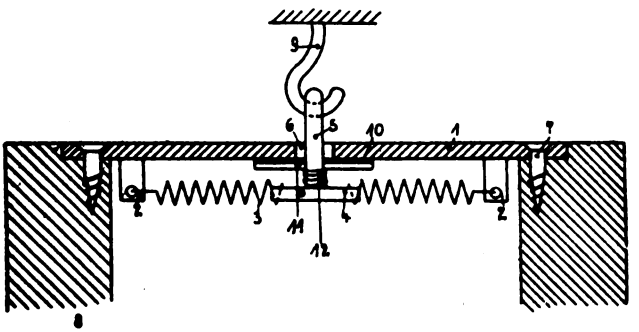


Fig. 9.

den zur Aufhängung dienenden Bügel oder Haken mit einer in den Apparat einzubauenden Platte oder der Apparatwandung verbinden im Innern des Apparates angebracht sind.

2. Aufhängevorrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Federn (3) auf der Innenseite der Platte (1) befestigt und der Bügel (5) oder Haken durch eine Aussparung der Platte (1) hindurchgeführt ist, siehe Fig. 9.

3. Aufhängevorrichtung nach Anspruch 2, dadurch gekennzeichnet, daß an der Innenseite der Platte (1) mehrere quer zur Aufhängevorrichtung gerichtete Schraubenfedern befestigt sind, deren freie Enden in eine den Haken oder Bügel tragende Platte (4) eingehängt sind.

4. Aufhängevorrichtung nach Anspruch 3, dadurch gekennzeichnet, daß die Aussparung in der Platte (1) an der Innenseite durch eine Filzscheibe oder eine ähnliche Auflage (11) abgedeckt ist, die Löcher

Digitized by Google

für die Durchführung des Bügels oder Hakens enthält und mittels Federn (12) an die Platte (1) gepreßt wird.

5. Aufhängevorrichtung nach Anspruch 4, dadurch gekennzeichnet, daß die zum Anpressen der abdeckenden Auflage dienenden Federn (12) an einem mit dem Bügel oder Haken verbundenen Träger (4) abgestützt sind.

D. R. P. 313 083. Dipl.-Ing. Arthur Libesny in Charlottenburg und Conrad Sannig & Co. G. m. b. H. in Berlin. Vom 22. Juli 1917 ab.

1. Temperaturkorrektion für Detektoren (Wellenempfänger) für drahtlose Telegraphie nach Art der Kristalldetektoren, dadurch gekennzeichnet, daß die Träger der Elektroden den gleichen oder annähernd gleichen Ausdehnungs-Koeffizienten gegenüber Temperatur-

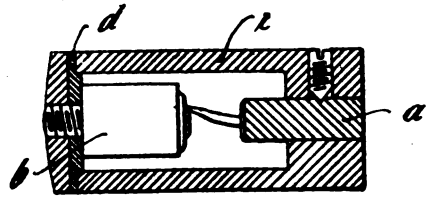


Fig. 10.

und Feuchtigkeitsveränderung haben, wie das Elektrodenmaterial selbst, wobei die Träger der beiden Elektroden durch ein Material von derartiger Dimensionierung und Art voneinander getrennt sind, daß dessen lineare Ausdehnung vernachlässigt werden kann.

2. Eine Ausführungsform der Einrichtung nach Anspruch 1 für Detektorpatronen, bei denen ein Zylinderteil Träger der beiden Elektroden ist, dadurch gekennzeichnet, daß der zylinderförmige Mantel den gleichen oder annähernd gleichen Ausdehnungs-Koeffizienten bei Temperatur- und Feuchtigkeitsveränderungen wie das Elektrodenmaterial besitzt (Fig. 10).

Schwebungstonsender.

D. R. P. 311 896. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 6. August 1912 ab.

1. Verfahren zur Erzeugung elektrischer Schwebungen, insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet,

Digitized by Google

daß ein einziger konstanter Wechselstrom unter Zwischenschaltung von Frequenztransformatoren auf einen gegen die aufgedrückte Periode verstimmten Arbeitskreis (Antenne) wirkt.

2. Ausführungsform des Verfahrens nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zwischen dem Erreger- und dem Arbeitskreis Frequenzsteigerungsvorrichtungen in Ein- oder Mehrzahl eingeschaltet sind.

3. Verfahren und Einrichtung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß das Antennensystem um verschiedene Beträge gegen die aufgedrückte Schwingung verstimmt wird zwecks Erzielung verschiedener Tonfrequenzen.

4. Tastverfahren für die drahtlose Telegraphie nach Anspruch 3, dadurch gekennzeichnet, daß die Telegraphierzeichen durch Tonverschiedenheit gebildet werden, wobei in den Telegraphierpausen das Antennensystem auf die aufgedrückte Schwingung abgestimmt werden kann, wodurch die Tonfrequenz gleich Null wird.

Funkenstrecken und Senderschaltungen.

D. R. P. 312 929. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 20. Januar 1917 ab.

1. Funkenstrecke, insbesondere Serienfunkenstrecke für die drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß die Elektrodenfläche und die Auflagefläche der Elektrodenplatten auf dem Isoliermaterial wie bei bekannten Funkenstrecken in einer Ebene liegen, und die Distanzierung der Elektroden durch Glimmerringe oder Glimmerscheiben erfolgt, wobei jedoch zwecks Erzielung einer offenen Funkenstrecke die Auflagefläche der Elektrodenplatten auf den Glimmerringen in axialer Richtung Unterbrechungen aufweist.

2. Funkenstrecke nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Funkenstrecke durch die besondere Ausbildung der Glimmerringe bzw. Glimmerscheiben ohne Aufreihstab zusammengesetzt werden kann, z. B. in der Weise, daß Glimmerringe von gleichem Durchmesser wie die Elektrodenplatten oder Glimmerscheiben, welche um isolierende Tragstützen der Funkenstrecke herumgelegt sind, verwendet werden.

3. Funkenstrecke nach Anspruch 1 bis 2, dadurch gekennzeichnet, daß außer den axialen Unterbrechungen der Auflagefläche (7) auch zentrale und radiale Durchbrechungen (9) vorhanden sind, welche einen möglichst ungehemmten Luftzutritt zu der Funkenübergangsstelle ermöglichen (siehe Fig. 11).

4. Funkenstrecke nach Anspruch 1 bis 3, dadurch gekennzeichnet, daß die Konstruktion ein Auswechseln durchschlagener Glimmerteile

Digitized by Google

ohne Herausnahme des Glimmerringes, z. B. durch bloße Drehung, gestattet.

D. R. P. 313 297. „Homa“ Fabrik für Apparate und Maschinenbau Martha v. Hohberg und Buchwald in Berlin. Vom 10. August 1918 ab.

1. Löschfunkenstrecke, gekennzeichnet durch eine derartige Anordnung der Elektroden (2) und Isolierringe (1), daß je ein Paar isolierter Außenringe und isolierter Innenringe gegeneinander versetzt sind.

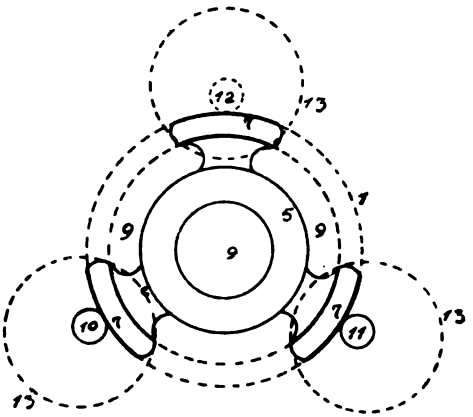


Fig. 11.

2. Löschfunkenstrecke nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Außen- und Innenringe hohl ausgebildet sind.

3. Löschfunkenstrecke nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß die Außen- und Innenringe mit Löchern (3) versehen sind.

4. Löschfunkenstrecke nach Anspruch 1 bis 3, dadurch gekennzeichnet, daß die Außen- und Innenringe mittels mindestens je dreier Stützen (4) aufgehängt sind.

Fig. 13 zeigt einen Längsschnitt nach der Linie *A B* der eine Stirnansicht darstellenden Fig. 12.

D. R. P. 312 727. Erforschung des Erdinnern G. m. b. H. Hannover, Geschäftsstelle Göttingen in Göttingen. Vom 26. März 1914 ab.

Verfahren zum Erregen von Antennen ohne Erdung, dadurch gekennzeichnet, daß der Antenne ein vollwertiges Gegengewicht durch eine der Selbstinduktion der Antenne gleichwertige Induktionsspule und durch einen mit der Antenne direkt oder induktiv verbundenen,

Digitized by Google

als Kapazität wirkenden geschlossenen Kreis geschaffen wird, der überdies zum Erregen der Schwingungen dient.

D. R. P. 291 459. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Karl Rottgardt in Berlin. Vom 15. Februar 1914 ab.

1. Spulenanordnung für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie zur Verwendung im primären Stoßkreis einer Senderanlage, dadurch

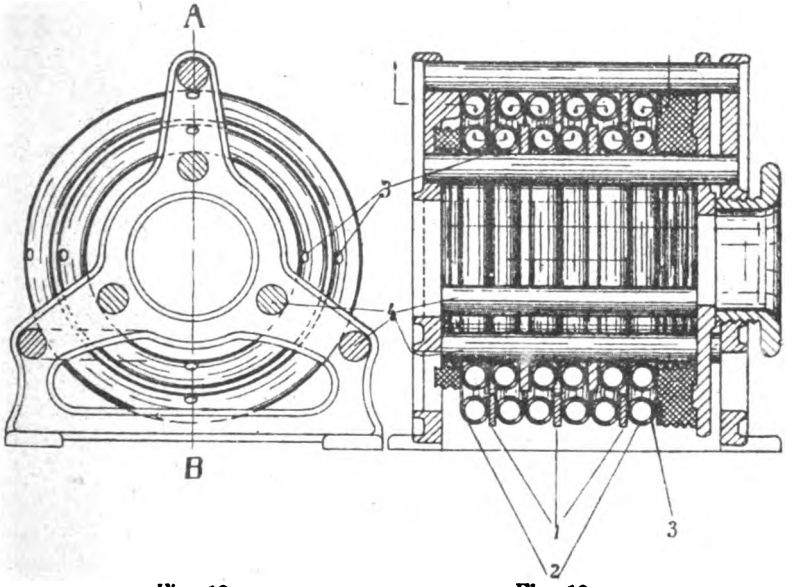


Fig. 12. Fig. 13.

gekennzeichnet, daß ein Variometer zur Wellenlängenänderung und eine Spule mit Gleitkontakt zur Kopplungseinstellung zwischen primärem Stoßkreis und Luftleiter derart angeordnet sind, daß die Spule mit Gleitkontakt und die feststehende Spule des Variometers sich möglichst nahe gegenüberstehen und derart miteinander verbunden sind, daß ihre magnetischen Felder gleichgerichtet sind, ihre Selbstinduktion sich also durch gegenseitige Beeinflussung vergrößert.

2. Spulenanordnung für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß nur ein Teil der Spule mit Gleitkontakt mit dem Variometer zur Primärspule verbunden ist, so daß der Luftleiter mit dem primären Stoßkreis konduktiv und induktiv gekoppelt ist, wenn sich der Gleitkontakt auf dem nicht zur Primärspule gehörenden Teil der Spule befindet.

Digitized by Google

Empfänger.

D. R. P. 302 680. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 20. Februar 1915 ab.

Schaltmechanismus für einen Empfänger der drahtlosen Telegraphie, der Gruppen von abgestuften Abstimm- und Kopplungsmitteln enthält, gekennzeichnet durch die Kombination von Walzen- und Kurbelschaltern derart, daß die Walzen nur die Schaltung der einzelnen

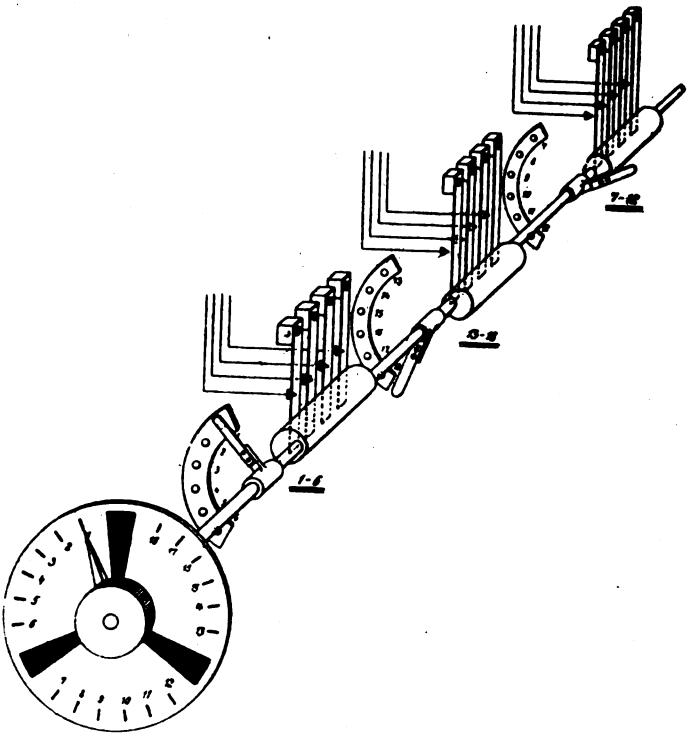


Fig. 14.

Gruppen vornehmen, während die Schaltung der Stufen innerhalb dieser Gruppen durch die Kurbelschalter bewirkt wird, siehe Fig. 14.

D. R. P. 302 890. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 22. Oktober 1914 ab.

Hilfseinrichtung zur Kontrolle und Aufzeichnung der ausgesen-

Digitized by Google

deten Nachrichten bei der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß auf der Sendestation ein besonderer, von der Empfangsapparatur unabhängiger Morseschreiber vorgesehen ist, der durch Lokalströme in Tätigkeit gesetzt wird, die ihrerseits bei der Handhabung des Morsetasters geschlossen werden.

D. R. P. 295 880 derselben Firma. Vom 18. Juni 1914 ab.

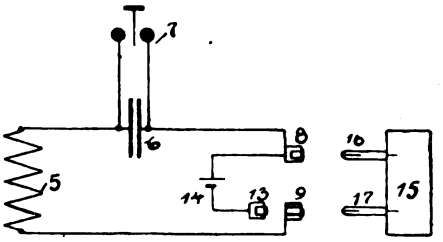
1. Sicherheitsvorrichtung für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß der die Sendeapparate enthaltende Behälter mit einem Gas, z. B. Kohlensäure, gefüllt ist, das mit anderen Gasen keine explosiblen Mischungen bildet.

2. Sicherheitsvorrichtung nach Anspruch 1. dadurch gekennzeichnet, daß die Sendestation mit Mitteln versehen ist, welche den Zufluß des nichtexplosiven Gases bei Außerbetriebsetzung absperren bzw. bei Inbetriebsetzung einleiten.

D. R. P. 303 444 derselben Firma. Vom 6. April 1916 ab.

1. Empfangseinrichtung für Hochfrequenzschwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß der Empfangsapparat durch die Anordnung seiner

Fig. 15. Fig. 16a.



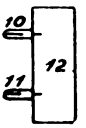


Fig. 16b.

Kontaktstellen, z. B. Stöpselbuchsen, und der Detektor durch die entsprechende Anordnung seiner Kontaktstellen, z. B. Steckstifte, selbst-

Digitized by Google

tätig die richtige Leitungsverbindung für Benutzung des Detektors mit und ohne hilfselektromotorische Kraft herstellt.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß durch Teilung der Stöpselbuchsen in ihrer Längsrichtung und entsprechende Wahl der Länge der Detektorenstecker die gewünschte Schaltung hergestellt wird.

Fig. 15 zeigt diese Ausbildung der Kontaktstellen der Empfangseinrichtung. Fig. 16a zeigt die Ausgestaltung der Steckstifte an einem

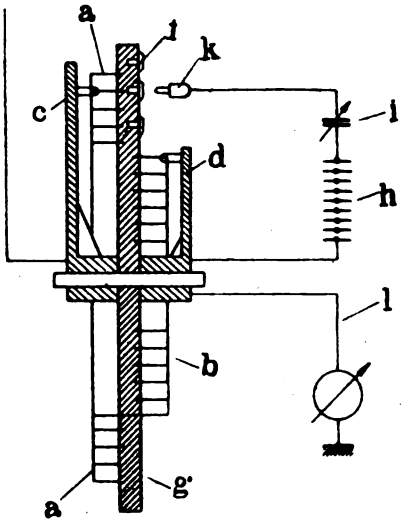


Fig. 17.

Detektor, der mit hilfselektromotorischer Kraft arbeitet, während Fig. 16b dasselbe bei einem ohne Hilfsstromquelle arbeitenden Detektor darstellt.

D. R. P. 290 829 derselben Firma. Vom 6. Juli 1913 ab.

Anordnung zur Änderung der Selbstinduktion und der Kopplung elektrischer Schwingungskreise, dadurch gekennzeichnet, daß eine Spule, welche einerseits mit einem Schieber zur stetigen Änderung der Kopplung und andererseits mit Stöpselanschlüssen zur Änderung der Selbstinduktion des einen Kreises versehen ist, auf der einen Seite eines Haltekreuzes konzentrisch zu einer auf der anderen Seite des Haltekreuzes befestigten zweiten Spule angeordnet ist, welche mit einem Schieber zur Änderung der Selbstinduktion des bezeichneten Kreises innerhalb der Stufen der ersten Spule versehen ist, siehe Fig. 17.

Digitized by Google

D. R. P. 299 340. Dieselbe Firma und Dipl.-Ing. Stephan Spiegel in Budapest (Ungarn). Vom 25. Dezember 1913 ab.

1. Empfangsschaltung für drahtlose Nachrichtenübermittlung, dadurch gekennzeichnet, daß der Wellenanzeiger (Detektor) zwischen zwei miteinander gekoppelte Schwingungskreise eingeschaltet ist, siehe Fig. 18.

D. R. P. 304 089. Naamlooze Vennootschap de Nederlandsche Thermo-Telephoon Maatschappy in Utrecht, Holland. Vom 6. Februar 1915 ab.

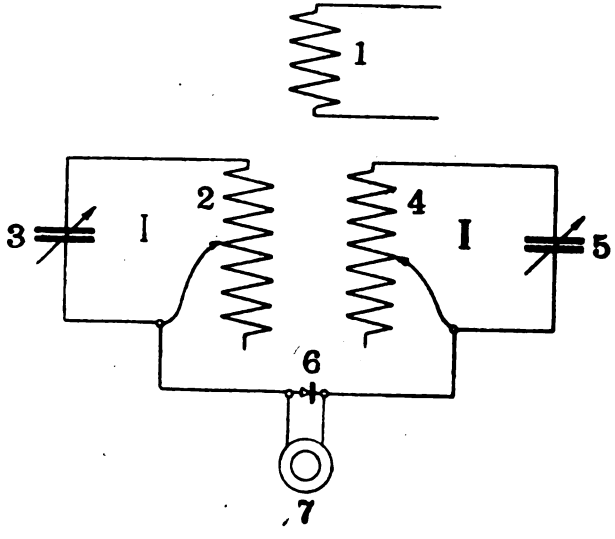


Fig. 18.

Verfahren der drahtlosen Übertragung elektrischer Wellen zum Zweck der Telegraphie oder Telephonie unter Wegfall des Detektors, gekennzeichnet durch die Verwendung eines mit dem Luftleiter der Empfängerstelle verbundenen thermischen Telephons, das gleichzeitig als Detektor und Empfänger dient.

D. R. P. 302 823. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 7. März 1917 ab.

1. Flüssigkeitsrelais zur Auslösung erheblicher mechanischer Kräfte, gekennzeichnet durch einen oder mehrere kontinuierliche Flüssigkeitsstrahlen, welche durch bewegliche Blenden oder Schieber abgelenkt oder aufgehalten, beim Freigeben einen Druck gegen eine

Digitized by Google

Fläche ausüben, so daß diese je nach der Stellung des Schiebers hin und her bewegt wird.

2. Eine Ausführung der Einrichtung nach Anspruch 1, wobei die Energieschwankungen der strömenden Flüssigkeit im Zuleitungs-

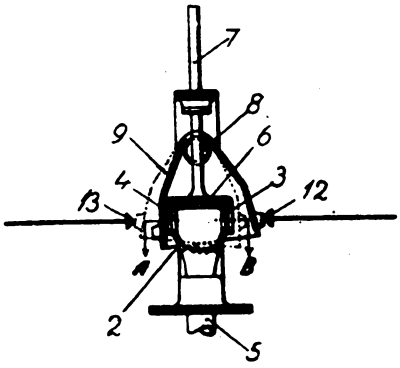


Fig. 19.

rohre durch einen geeigneten Akkumulator (Windkessel) ausgeglichen werden. Fig. 19 zeigt einen vertikalen Schnitt durch das Flüssigkeitsrelais.

Glühkathodenröhren und deren Schaltungen.

D. R. P. 308 274. Dr. Werner Germershausen in Leipzig. Vom 16. März 1917 ab.

Glühkathode für Entladungsröhren, bestehend aus einem leitenden, chemisch unangreifbaren Material von hohem Schmelzpunkt, z. B. Iridium, welches vom Heiz- und Entladungsstrom durchflossen wird, und aus einem Metall von hoher Elektronenemission, z. B. Wolfram, welches, mit dem ersteren Material in leitender Verbindung stehend, von ihm beheizt und vom Entladungsstrom durchflossen wird.

Fig. 20 gibt eine Ausführungsform einer derartigen Glühkathode wieder, bei welcher *a* das Trägermetall, *b* der schraubenförmig gewundene Draht aus aktivem Metall darstellt. An denjenigen Stellen, wo diese aktiven Drähte aufgebracht sind, wird zweckmäßig der Querschnitt des Trägers verringert, um gerade dort eine besonders hohe Temperatur zu erzielen. Außerdem kann das aktive Metall durch Plattieren sowie durch kathodische Zerstäubung mit dem Träger in leitende Verbindung gebracht werden. Ebenso kann dies auch durch

Digitized by Google

Reduktion von auf das Trägermetall aufgebrachten Verbindungen des aktiven Metalles geschehen.

D. R. P. 310 604. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 9. März 1917 ab.

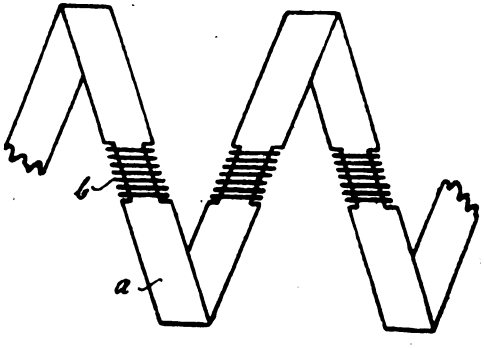


Fig. 20.

1. Mehrfachverstärker oder Mehrfachschwingungserzeuger, dadurch gekennzeichnet, daß eine Mehrzahl von getrennt voneinander arbeitenden Verstärker- oder Schwingungserzeugersystemen in demselben Vakuumgefäß baulich vereinigt sind.

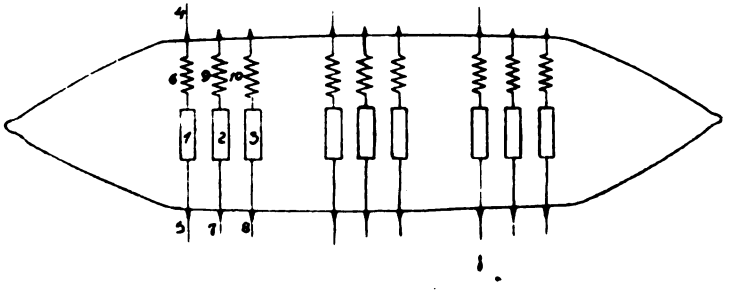


Fig. 21.

2. Vorrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zur Herstellung verschiedener Drucke oder Füllung mit verschiedenen Gasen durch Glasmembranen abgetrennte Kammern vorgesehen sind, siehe Fig. 21.

Digitized by Google

D. R. P. 312 626 derselben Firma. Vom 18. November 1917 ab.

Gitter für Vakuumröhren, dadurch gekennzeichnet, daß der Gitterträger zur Erzielung des nötigen Haltes des Gitters aufgerauht ist.

D. R. P. 311 102. Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin. Vom 1. Juli 1915 ab. Unionspriorität der Vereinigten Staaten von Amerika vom 15. Juli 1914 beansprucht.

1. Verfahren zur Herstellung von Kathoden aus einem schwer schmelzbaren Metall, z. B. Wolfram, für elektrische Entladungsgefäße mit reiner Elektronenentladung, dadurch gekennzeichnet, daß die Metallkörper, insbesondere Wolframkörper, welche Thorium oder eine Thoriumverbindung, z. B. Thoroxyd, enthalten, auf eine Temperatur von ungefähr 2000 bis 2400°, und zwar am besten auf 2200 bis 2300° (absolut) erhitzt werden, gegebenenfalls nach einer vorausgegangenen Erhitzung auf noch höhere Temperatur, etwa 2900° (absolut), zum Zwecke, eine Anreicherung an metallischem Thorium oder an einem anderen oxydierbaren, thorhaltigen Stoff zu erzielen.

2. Elektrisches Entladungsgefäß für reine Elektronenentladung, dadurch gekennzeichnet, daß eine gemäß Anspruch 1 hergestellte Kathode auf einer Temperatur von 1700 bis 1800° (absolut) sich befindet.

3. Verfahren zur Herstellung von Kathoden nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß ein Thoriumkörper oder ein Thorium oder eine Thoriumverbindung enthaltender Metallkörper verdampft und hierdurch auf einem anderen Metallkörper eine Oberflächenschicht von Thorium niedergeschlagen wird.

D. R. P. 318 214 derselben Firma. Vom 30. September 1916 ab. Unionspriorität der Vereinigten Staaten von Amerika vom 28. Oktober 1915 beansprucht. Zusatz zu dem vorstehenden Patent 311 102.

Elektrisches Entladungsgefäß für reine Elektronenentladung nach Patent 311 102, dadurch gekennzeichnet, daß im Gefäß eine geringe Menge eines Alkalimetalles oder eines anderen die Oxydation des Thoriums hindernden Stoffes anwesend ist.

D. R. P. 310 751. Johannes Nienhold in Berlin. Vom 6. Dezember 1916 ab.

Verstärkungsvorrichtung für schwache Wechselströme mit einer in einer Zelle eingeschlossenen Edelgassäule und einer von einer Kalium-Natrium-Legierung oder einem anderen, ein möglichst niedriges Kathodengefälle besitzenden Metall bedeckten Kathode, dadurch gekennzeichnet, daß die Beeinflussung der Edelgassäule durch den zu verstärkenden Strom auf elektromagnetischem Wege erfolgt.

Digitized by Google

D. R. P. 312 044. Siemens-Schuckert-Werke G. m. b. H. in Siemensstadt bei Berlin. Vom 4. August 1915 ab.

1. Glühkathodenröhre mit besonderem, neben der Kathode angeordneten und während des Betriebes dauernd eingeschalteten Heizkörper, dadurch gekennzeichnet, daß die Stromwege für den Betriebsstrom und den Heizstrom getrennt sind und dem Heizkörper ein so großer elektrischer Widerstand gegeben ist, daß der Heizstrom wesentlich geringer wird, als er bei unmittelbarer elektrischer Heizung der glühenden Kathode selbst sein würde.

2. Glühkathodenröhre nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch einen stellenweise freiliegenden Heizkörper.

3. Glühkathodenröhre nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß die mit einem besonderen Heizkörper ausgerüstete Kathode in an sich bekannter Weise als Flecht-, Gitter- oder Netzwerk hergestellt ist.

Bücherbesprechungen.

Handbuch der Radiologie, Band V, herausgegeben von E. Marx, Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1919.

Der Inhalt dieses Bandes ist:

1. A. Bestelmeyer, Die spezifische Ladung des Elektrons;
2. H. Starke, Kathodenstrahlen;
3. E. Marx, Röntgenstrahlen.

Daß es trotz des Krieges und der schwierigen Gegenwart möglich war, Band V erscheinen zu lassen — fortgeführt bis zum Ende des Jahres 1917 — ist außerordentlich zu begrüßen. Man wird allen Beteiligten nur Dank dafür wissen können; besonders auch der Verlagsbuchhandlung, die das in der Gegenwart Mögliche an Ausstattung geleistet hat. Hoffen und wünschen wir, daß die noch ausstehenden beiden Bände sich auf gleicher Höhe befinden mögen und daß sich ihr Erscheinungstermin nicht allzuweit hinauszögere.

Die Erwägung des Herausgebers, gegebenenfalls bei einer Neuauflage das Handbuch von vornherein in einzelnen Sonderdrucken erscheinen zu lassen, ist unbedingt zu bejahen, schon hinsichtlich des verhältnismäßig bedeutenden Preises. Dann aber auch wegen des außerordentlich verschiedenen Umfanges der einzelnen Beiträge. Nimmt doch in diesem Band von den 700 Seiten im ganzen der Teil: Röntgenstrahlen allein 550 in Anspruch. Ein Leser der anderen Teile wird sich deshalb leicht scheuen, den Betrag für den Gesamtband auszugeben.

Digitized by Google

Im einzelnen bringt der 1. Teil in leicht verständlicher Form geschrieben die wichtigsten Gleichungen und die verschiedenen Bestimmungsmethoden der spez. Ladung des Elektrons, schließlich allgemeine Gesichtspunkte über die Ausführung und Beurteilung solcher Messungen.

Der 2. Teil umfaßt Reflexion, Diffusion, Absorption und Sekundärstrahlung von Kathodenstrahlen. Hier wäre stellenweise größere Ausführlichkeit erwünscht gewesen, u. A. auf Kosten des dritten Teiles, um den Gesamtumfang nicht noch mehr wachsen zu lassen.

Der 3. Teil bringt ungefähr das ganze Gebiet der physikalischen Röntgenstrahlung, einschließlich der Anwendung auf die Kristallographie. Hier ließe sich stellenweise größere Kürze ohne wesentliche Beeinträchtigung des Inhalts erreichen. Bemerkt sei auch, daß bei voller Würdigung der Laueschen Entdeckung der Kristallstrukturphotographien, sie letzten Endes nur eine Bestätigung der jedem Kristallographen lange geläufigen Strukturanschauungen gegeben haben, aber leider die dringend erwünschte tiefere Kenntnis der Strukturen (z. B. Mischkristalle) bis jetzt nicht gelungen ist. Auf Seite 273 befindet sich der Text scheinbar nicht in Übereinstimmung mit der Figur.

Alles in allem treten aber diese Kleinigkeiten gegenüber dem Gesamteindruck zurück, und man kann dem Werke nur weiteste Verbreitung wünschen. Feußner.

Literaturverzeichnis.

Abraham, H. et **E. Bloch**, C. R. 168 (24), S. 1197, 1919. Sur l'entretien des oscillations mécaniques au moyen des lampes à trois électrodes.
— ebenda (26), S. 1321. Amplificateurs pour courants continus et pour courants de très basse fréquence.
Abraham, H., E. Bloch et **L. Bloch**, ebenda 169 (2), S. 59, 1919. Appareils sensibles pour les mesures en courants alternatifs.
Baumann, V. J., Prometheus 30 (24), S. 185, 1919. Der „Duplex"-Betrieb in der Radiotelegraphie.
Bethenod, J., Bull. Soc. Fr. des El. 9 (78), S. 161, 1919. Sur les machines électriques à haute fréquence et leur réglage.
Bijl, H. J. van der, Phys. Rev. 13 (4), S. 288, 1919. Thermoionic Amplifier.
— ebenda S. 311. On the Measurement of the Detection Coefficient of Thermoionic Vacuum Tubes.
Blondel, André, C. R. 168 (9), S. 439, 1919. Oscillations libres des alternateurs sur réseau à tension constante.
Bromwich, T. J. I'a., Phil. Mag. 38 (223), S. 143, 1919. Electromagnetic Waves.
Bultemann, Electrician 82 (17), S. 493, (19), S. 543, 1919. Insulating Materials.
Campbell, A., ebenda (20), S. 571, 1919. (Abstract of a communication to the Physical Society.) A Simple Tuning Fork Generator for Sine-Wave Alternating Current.

Digitized by Google

Coursey, P. R., Proc. Phys. Soc. 31 (4), S. 155, 1919. Simplified Inductance Calculations, with Special Reference to Thick Coils.
Cusius, A. G. T., Electrician 82 (17), S. 493, 1919. The Development of Army Wireless during the War.
Dadourian, H. M., Phys. Rev. 13 (5), S. 337, 1919. On the Characteristics of Electrically Operated Tuning Forks.
Eccles, W. H., Electrician 82 (16), S. 475, (17), S. 500, (18), S. 521, 1919. Nomenclature in Wireless Telegraphy.
— **and F. W. Jordan,** ebenda (24, S. 665. A Small Direct Current Motor Using Thermoionic Tubes Instead of Sliding Contacts.
— ebenda (25), S. 704. Sustaining the Vibration of a Tuning Fork by a Triode Valve.
Electrician 82 (19), S. 550, 1919. Radiotelegraphic Investigations in Connection with the Solar Eclipse of 29th May, 1919.
— ebenda 82 (23), S. 647, 1919. Demonstration of Wireless Telephony by the Marconi Company.
Electrot. Ztschr. 40 (32), S. 389, 1919. (Ref. über Wireless World, Bd. 8, S. 80.) Der Poulsen-Lichtbogen in der drahtlosen Telegraphie.
— ebenda S. 389. (Ref. über A. Campbell, Electrician 80, S. 666.) Die Messung von kleinen Induktivitäten und von Verlusten in Kondensatoren.
— ebenda (27), S. 330. Vortrag des Grafen Arco über „Röhrenverstärker und Röhrensender".
— ebenda (33), S. 403. Ref. über J. Wiesent, „Die Fortschritte der drahtlosen Telegraphie und ihre physikalischen Grundlagen".
Fuller, A. C., Electrician 82 (19), S. 536, 1919. The Fullerphone: Its Application to Military and Civil Telegraphy.
Grabscheid, J., E. u. M. 37 (26), S. 281, 1919. Erhöhung von Spannungswellen an Diskontinuitätspunkten von Freileitungen.
Hlecke, R., ebenda, (13), S. 125, (14), S. 140, 1919. Der Einfluß des Ohmschen Widerstandes auf den Verlauf von Wanderwellen.
Hohage, K., Helios 25 (25), S. 193, (26), S. 201, 1919. Über die Verwendung von Kathodenröhren in der Fernmelde- und Meßtechnik.
Hull, A. W., Phys. Rev. 13 (4), S. 292, 1919. The Crystal Structure of Carborundum.
Industrie Electrique 28 (641), S. 82, 1919. La télégraphie sans fil pendant la guerre.
Janet, P., C. R. 168 (15), S. 764, 1919. Sur une analogie électrotechnique des oscillations entretenues.
Latour, M., Bull. Soc. Fr. des El. 9 (77), S. 97, 1919. Les alternateurs à haute fréquence.
Laue, M. v., Ann. d. Phys. 59 (5), S. 465, 1919. Über die Wirkungsweise der Verstärkerröhren.
Lincke, E. P., Berlin 1919, R. Eisenschmidt. Abrüstung und Funkverkehr.
Lipmann, M. G., Ann. de phys. 12, S. 245, 1919. Lois générales de l'électromagnetisme et de l'induction dans les circuits sans résistance.
Lodge, O. J., Nature 102, S. 464, 1919. The Effect of Light on Long Ether Waves.
Mc Dowell, L. S., Phys. Rev. 13 (4), S. 288, 1919. Permanent Contact Crystal Detectors.
Nesper, E., E. u. M. 37 (14), S. 137, (15), S. 152, 1919. Fortschritte und Entwicklung der drahtlosen Telegraphie im Weltkriege, insbesondere unter Berücksichtigung der Kleinstationen.
Nusbaum, Ch., Electrician 82 (23), S. 642, 1919. Hysteresis and Eddy-Current Losses in Iron at Radio-Frequencies.

Digitized by Google

Patersen, C. G. and N. Campbell, Electrician 82 (18), S. 514, 1919. (Abstract of a Communication to the „Philosophical Magazine".) The Measurement of the Peak Potential of an Alternating Source.
Pedersen, P. O., Fysisk Tidsskrift 17, S. 45, 1918. Poulsen Buens Virkemade. Om Poulsen-Buens Teori I.
Pleck, V., Phys. Ztschr. 20 (8), S. 191, 1919. Ref. über F. Anderle, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, 4. Auflage.
Pike, Carl Ell, Phys. Rev. 13 (2), S. 102, 1919. Amplification of the Photoelectric current by Means of the Audion.
Pol, Balth. van der, Phil. Mag. 38 (223), S. 90, 1919. The Production and Measurement of Short Continuous Electromagnetic Waves.
Press, A., Proc. Inst. Rad. Eng 6 (6), S. 317, 1918. The Vertical Grounded Antenna as a Generalized Bessel's Antenna.
Schwaiger, A., Helios 25 (23), S. 177, (24), S. 185, 1919. Mechanisches Modell einer Spule.
Scott-Taggart, J., Electrician 82 (16), S. 466, 1919. A New Capacity Meter.
Turner, L. B., Electrician 83 (1), S. 4, 1919. The Oscillatory Valve Relay: A Thermoionic Trigger Device.
Wagner, K. W., Electrot. Ztschr. 40 (32), S. 383, (33), S. 394, 1919. Vielfachtelephonie und Telegraphie mit schnellen Wechselströmen.
Washington, Bowden, Proc. Inst. Rad. Eng 6 (6), S. 295, 1918. On the Electrical Operation and Mechanical Design of an Impulse Excitation Multi-Spark Group Radio Transmitter.
Watson, F. R., Phys. Rev. 13 (4), S. 287, 1919. The Measurement of Small Alternating Currents by Means of a Rayleigh Resonator.
Wheeler, L. P., ebenda S. 298. Note on the Use of the Hot Cathode Vacuum Tube for the Measurement of Voltage.
Wiesent, J., Stuttgart 1919, F. Encke. Die Fortschritte der drahtlosen Telegraphie und ihre physikalischen Grundlagen.
Yagi, Hidetsugu, Proc. Inst. Rad. Eng. 6 (6), S. 323, 1919. On the Possibility of Tone Production by Rotary and Stationary Spark Gaps.
Žáček, A., Phys. Ztschr. 20 (15), S. 348, 1919. Eine Methode zur Messung von Wechselstromfrequenzen.

Mitteilungen.

Telephonieversuche mit Luftschiff „Bodensee". Am 24. September wurden während einer Fahrt des Luftschiffes „Bodensee" von Friedrichshafen nach Berlin Reichweitenversuche mit drahtloser Telephonie unternommen. Auf dem Luftschiff befand sich ein Telephonie-Röhrensender mit einer Antennen-Energie von 10 Watt, welcher an einem einfachen Luftdraht von 40 m Länge angeschlossen war. Die Gegenstation von gleicher Größe befand sich in Nürnberg und benutzte die Antennenanlage der dort befindlichen Heimatfunkenstation. Der gegenseitige Verkehr begann, als das Luftschiff in 400 m Höhe über Nürnberg hinwegflog, eine Höhe, die fast während der ganzen Fahrt beibehalten wurde. Die Sprechverständigung war beiderseitig stets einwandfrei: es konnte aber die größte Entfernung, auf die eine Verständigung möglich ist, nicht ermittelt werden, da die Luftschiffstation über Plauen die für die Schiffsleitung benötigten Wettermeldungen entgegennehmen und daher die Entfernungsversuche abbrechen mußte.

Digitized by Google

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 14. 1919. Heft 6.

Inhalt.

Seite

Gg. Graf von Arco, Die modernen Sender ungedämpfter Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie 558

Heinrich Rausch von Traubenberg, Über die quantitative Bestimmung elektromagnetischer Strahlungsfelder in der drahtlosen Telegraphie. (Mit 3 Figuren im Text) 569

M. Vos und R. Ziegler, Über Röhrensender-Schaltungen und ihre Dimensionierung. (Mit 15 Figuren im Text) 578

R. Weller, Über die Bestimmung von Schwingungszahlen akustischer und elektrischer Schwingungen mit Hilfe der Schwebungsmethode. (Mit 3 Figuren im Text) 599

Max Wien, Über die Entstehung der Neben-Tonspektren beim Schwebungsempfang. (Mit 3 Figuren im Text) 608

E. Ruchardt, Über die Herstellung von Verstärkerröhren 619

Mitteilungen aus der Praxis:

Dr. Eugen Nesper, Ein Wellenmesser in Taschenformat. (Mit 4 Figuren im Text) 624

Patentschau:

H. Eales. (Mit 16 Figuren im Text). 629

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften 647

Bücherbesprechungen 647

Mitteilungen 650

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender, Berlin-Charlottenburg, Königsweg 24,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Digitized by Google

Die modernen Sender ungedämpfter Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie.

Von Dr. phil. h. c. **Gg. Graf von Arco.**

Die Sender gedämpfter Schwingungen haben für mancherlei Zwecke in letzter Zeit erheblich an Bedeutung eingebüßt. Ihrer großen Einfachheit und Betriebssicherheit stehen gewisse physikalische und technische Mängel gegenüber. Bisher wurde die elektrische Qualität von Sendern fast nur nach der Intensität beurteilt. Bei den heutigen hohen Anforderungen der Betriebssicherheit und Telegraphierschnelligkeit treten diese und noch ein anderes Merkmal mehr in den Vordergrund.

Infolge der Diskontinuierlichkeit der Energie sind bei gedämpften Sendern die Amplituden bei gleicher Antennenleistung größer als bei ungedämpften Sendern. Ist doch schon bei der Welle 1000 m und bei einer Dämpfung von 0,05 und 1000 Funkenentladungen pro Sekunde der Zeitraum, in dem der Sender Energie strahlt, etwa nur halb so lang wie die darauf folgende energielose Pause! Zur Aufnahme einer gegebenen Leistung ist daher einer Antenne für diskontinuierliche Schwingungen größere Kapazität, d. h. größere Abmessung zu geben, als für kontinuierliche Energieform. Allerdings wird der Unterschied insofern verringert, als die Isolation der ungedämpften Energie bei gleicher Maximalspannung schwieriger ist, d. h. die gegebenen Isolatoren reichen bei kontinuierlicher Energie nicht für die gleiche Spannung aus, wie bei diskontinuierlicher.

Schwerer wiegt noch der nachteilige Einfluß der größeren Amplituden auf die Störungsfreiheit der Empfänger. Auf andere Sender abgestimmte benachbarte Empfänger können sich nicht frei machen, weil die gedämpfte Schwingung die sehr losen Empfängerkopplungen der ungedämpften ausschließt, also weniger selektive Empfänger erfordert. Da aber mit einer weiteren raschen Vermehrung und damit mit einer allmählichen Verdichtung der Stationsanlagen in Zukunft zu rechnen ist, würde dieser Übelstand gedämpfter Sender mit fortschreitender Entwicklung der drahtlosen Technik immer unangenehmer empfunden werden.

Eine ökonomische Ausnutzung großer Stationsanlagen ist nur bei großer täglicher Telegrammzahl möglich. Die Schnelltelegraphie ist daher ein Erfordernis für die Rentabilität einer Großstation. Auch hier ist die diskontinuierliche Energieform nachteilig, da schon bei

Digitized by Google

normaler Telegraphiergeschwindigkeit auf den Punkt des Morsealphabetes nur einige wenige Funkenentladungen entfallen. Dies setzt die Betriebssicherheit für Schnelltelegraphie sehr herab, da hierbei leicht Punkte ausfallen würden.

Allerdings haben auch die ungedämpften Sender einen Nachteil: Sie besitzen nur ein individuelles Merkmal, die Wellenlänge, während bei gedämpften daneben noch das zweite Merkmal, die Tonhöhe oder Tonfrequenz hinzukommt. Es ist daher bei gedämpften Sendern u. U. möglich, zwei Sender gleicher Wellenlänge lediglich durch ihre verschiedene Tonhöhe von einander zu unterscheiden. Indessen lassen sich ungedämpfte Sender bei bestimmten Erzeugungsmethoden auch so gestalten, daß neben der Hochfrequenz noch eine Tonfrequenz ihre Individualität kennzeichnet.

Es erscheint zunächst überraschend, daß die Vorzüge ungedämpfter Sender jetzt anerkannt werden, während sie vor 10 Jahren beim Auftreten der Bogenlampe zur Erzeugung ungedämpfter Sendeschwingungen verhältnismäßig wenig Einführung in die Praxis gefunden haben. Der Hauptgrund hierfür liegt in der enormen Verbesserung, die die Empfangsmittel in den letzten fünf Entwicklungsjahren erfahren haben. Es ist die Kathodenröhre, durch deren Anwendung die modernen Empfänger auf eine ungleich höhere Stufe der Energieausnutzung und der Selektivität gebracht wurden. Der Fortschritt ist so groß, daß man ohne Übertreibung sagen darf, daß die modernen Empfänger etwa mit dem zehnten Teil der früheren Empfangsenergie betriebssichere und gut lesbare Signale ergeben.

Die Kathodenröhre hat zunächst den Detektor als Schwingungsindikator verdrängt. Hierdurch allein ist schon eine wesentliche Empfindlichkeitssteigerung erzielt. Darüber hinaus bildet sie teils als Hochfrequenzverstärker, teils als Verstärker der niederfrequenten Strömungen (im ersten Falle vor, im andern hinter dem Detektor) ein hervorragendes Mittel, die Empfindlichkeit zu steigern und die Störungsfälle zu vermindern. Die Kathodenröhre ist aber außerdem ein Mittel, um die Dämpfung des Empfangskreises herabzusetzen und dann namentlich in Verbindung mit extrem loser Kopplung des Empfangskreises mit der Antenne die ankommenden Sendeschwingungen über viel längere Zeiten als bisher zu akkumulieren und somit die Energie zu integrieren. Unter besonders günstigen Umständen könnte die Energie eines Wellenzuge vom Sender bis zu 10000 Halbschwingungen ausgenutzt werden! In dieser heute gegebenen Möglichkeit liegt aber gleichzeitig auch die Begründung, weshalb mit der

Digitized by Google

„Poulsen-Lampe“ erzielte ungedämpfte Schwingungen in die Praxis früher nicht Eingang gefunden haben. Die für solche Akkumulierungen notwendige Konstanz war eben nicht vorhanden.

Eine so weitgehende Empfangsausnutzung war besonders Voraussetzung für die Möglichkeit, an Stelle der bisherigen großen, mehr oder weniger offenen Empfangsantennen spulen- oder rahmenartige geschlossene Kreise, wie sie Ferdinand Braun im Jahre 1913 zuerst erfolgreich angewendet hat und die nach ihm „Braunsche Rahmen-Antenne“ genannt wird, in größerem Maßstabe praktisch anzuwenden. Die scharfe Nullzone solcher Braun-Antennen in Verbindung mit der Möglichkeit, den Rahmen leicht räumlich zu drehen, gibt diesen neuen Antennenformen in bezug auf Störungen gegen die alten eine erhebliche Überlegenheit.

Störungen fremder Sender werden einerseits infolge der sehr geringen Dämpfungen, andererseits infolge des Richteffektes und der Möglichkeit, die günstigste Zone im Raume verschieden einzustellen, in weitestem Maße abgehalten. Auch atmosphärische Störungen fallen in der toten Zone und in den ihr benachbarten Bereichen aus, und selbst in der Hauptempfangsrichtung sind sie wesentlich geringer und von anderem Charakter, als bei den bisherigen mehr offenen Antennen. Während sich nämlich bei den alten Antennen die Störungen über längere Zeiträume ausdehnen, im ungünstigsten Falle sogar sich dicht aneinander reihen, treten sie bei den Braun-Antennen kurzzeitig und schlagartig auf, lassen aber viel längere Zeiträume für die Signale frei.

Als ungedämpfte Sender kommen heute folgende drei Methoden in Betracht: Die Hochfrequenzmaschine, die Bogenlampe und die Kathodenröhre.

Für die größten Energien kommt allein die Hochfrequenzmaschine in Frage, denn eine Begrenzung der herstellbaren Leistung ist hier im maschinellen Teil überhaupt nicht mehr vorhanden.

Es lassen sich nämlich nicht nur beliebig große Maschinen herstellen, die Maschinen lassen sich auch wie in der Starkstromtechnik in bequemer Weise parallel schalten. Dies gewährt noch weiter den bekannten Vorteil, die Station auf billige Weise mit einem oder mehreren Reserve-Aggregaten ausstatten zu können.

Die Grenze einer Station ist hier durch die Größe der Antenne und ihre Kosten gegeben. Infolge der Unbegrenztheit der herstellbaren Schwingungsenergie ist bei Anwendung der Hochfrequenzmaschine in bezug auf die Ausgestaltung der Antenne ein größerer Spielraum gewonnen worden als bisher. Wenn man nämlich die Antennenhöhe

Digitized by Google

reduziert und ihre Fläche und damit ihre Kapazität gleichzeitig so erhöht, daß man entsprechend den verringerten Strahlungswirkungsgraden die Leistung genügend steigert, so erhält man zahllose Möglichkeiten, die verlangte Strahlung herzustellen, entweder mit hoher und kostspieligerer Antenne bei kleinerer Maschinenleistung, oder mit niedrigerer und billigerer Antenne bei höherer Maschinenleistung. Je nach den örtlichen Bedingungen der Bauverhältnisse, der Stromerzeugung usw. wird sich für den betreffenden Fall der Ausstrahlung der Antenne und Leistung der Maschinen ein Optimum finden lassen.

Bei den bisher bekannten Maschinen hängt die Wellenlänge von der Umlaufzahl des Generators ab und schwankt mit dieser. Den hohen Anforderungen des Empfängers an Wellenkonstanz ist man auf das Vollkommenste durch Anwendung sehr fein arbeitender automatischer Apparate zur Touren-Konstanthaltung gerecht geworden. Während man bei den älteren primitiven Empfängern noch $1\,\%$ Schwankung als zulässig ansah, und damit in ungünstigen Fällen die Energie-Akkumulierung im Empfänger auf nur 30 Schwingungen begrenzte, ergeben die neueren Anlagen mit automatischer Regulierung höchstens noch Schwankungen von $^1/_{10}\,\%$. Sehr wesentlich ist auch die Wirtschaftlichkeit der Anlage dadurch gesteigert worden, daß das Tasten der Signale, wie bei den alten Funkenstationen, zwischen Vollast und Leerlauf erfolgt und die Motorleistung dadurch nur einen Mittelwert zwischen Vollast und Leerlauf darstellt. Der totale Wirkungsgrad, der schon beim Dauerstrich, und zwar gemessen zwischen Motorleistung und angegebener Antennenleistung, $60\,\%$ und mehr betrug, wird durch dieses Tastverfahren noch wesentlich verbessert. Gerade bei großen Anlagen, deren Rentabilität nur bei sehr regem Telegraphierbetrieb erreichbar ist, hat der Stromverbrauch einen sehr großen Einfluß auf die Ökonomie der gesamten Anlage. Die Einfachheit einer Maschinenanlage, ihre in fast allen Teilen automatische Betriebsweise, die hohe Ökonomie im Energieumsatz, ihre Bemessung auf 24 stündigen und längeren Dauerbetrieb, sind alles Merkmale, die diese Sendetype speziell und fast ausschließlich für Großstationen mit großen Telegraphierleistungen, vor allen Dingen auch für Schnelltelegraphie, geeignet machen. Eine solche Anlage arbeitet mit der gleichen Betriebssicherheit und Präzision, wie die Zentrale eines Licht- oder Kraftwerkes.

Wenn speziell eine Maschinenanordnung gewählt ist, bei der in der Maschine eine niedrige Frequenz hergestellt wird, und die eigent-

Digitized by Google

liche Hochfrequenz in ruhenden Transformatoren meist in mehreren Stufen umgeformt wird, so ergibt sich in diesen Transformatoren ein vorzügliches Mittel, um, wenn gewünscht, die kontinuierliche Hochfrequenzenergie in eine solche mit einer zweiten Periodizität und zwar von der Frequenz eines hörbaren Tones umzuformen, d. h. solche Einrichtungen können gleichzeitig tönend senden oder für drahtlose Telephonie ausgenutzt werden. Die zahlreich vorhandenen, für tönende Funken hergestellten Empfangsapparate behalten auf diese Weise ihren Wert, wenn auch natürlich nicht unter gleicher Ausnutzung der Sendeenergie, wie die modernen Empfangsapparate, und zwar sind sie demnach verwendbar ebenso für Telegraphie wie für Telephonie.

Ein moderner Maschinensender beschränkt sich auch bezüglich der Wellenskala nicht mehr auf einige wenige feste Wellen. Neben der Verdopplung, Verdreifachung, Versechsfachung, d. h. jeder beliebigen Vervielfachung der Grundperiode der Maschine, läßt sich jede so hergestellte Wellenstufe kontinuierlich um ca. 20 % verlängern. Nehmen wir z. B. eine Grundperiode von 6000 = 50 km Welle an, so ergeben sich folgende kontinuierliche Wellenbereiche:

30	km	bis	25	km
20	„	„	16,7	„
13	„	„	12,5	„
10	„	„	8,3	„
7,5	„	„	6,2	„

Eine gewisse Veränderungsmöglichkeit der Wellenstufen ist schon deshalb wichtig, falls bei künftiger Häufung von Stationen eine internationale Regelung auch für Großstationen dieses vorschreiben sollte. Die mit der Maschine mögliche Variation ist für alle praktisch denkbaren Fälle jetzt schon ausreichend. Sie kann außerdem durch Zwischenschaltung eines Netzperiodenumformers beliebig ausgedehnt werden.

Die zweite Sendemethode beruht auf der Bogenlampe, welche in den letzten Jahren namentlich durch die sogenannte Kondensatorschaltung nach Qualität und Quantität der Schwingungen wesentlich verbessert worden ist. Die Bogenlampe für große Leistung stellt einen einzigartigen Fall in der Starkstromtechnik dar, wo in einem Lichtbogen von relativ kleinem Volumen große Leistungen von 100 kW und mehr umgeformt werden. So verblüffend die Möglichkeit unter den genannten Umständen ist, so bleibt natürlich die Schwierigkeit bestehen, die relativ große Verlustenergie, die im Umformungsprozeß

Digitized by Google

auftritt (z. B. bei 100 kW und 40—50% Wirkungsgrad eine Verlustwärme von 50—60 kW), abzuführen und einen Zustand der Überhitzung im Dauerbetrieb auszuschalten. Diese Aufgabe scheint und ist auch wohl unlösbar. Ebenso unlösbar ist die Parallelschaltung von Bogenlampensendern. Die praktische Lösung für die Unterbringung großer Energien ist ein Kompromiß, nämlich die Ablösung eines Umformers im Zeitpunkt, wo die zulässige Maximaltemperatur erreicht ist, durch einen Reserveumformer. Diese Umschaltung muß in der Regel jede Stunde erfolgen und bedeutet, daß jede Bogenlampenstation grundsätzlich aus zwei Generatoren bestehen muß, deren jeder die volle Leistung hat. Immerhin bleibt es ein Triumph der betreffenden neuen hauptsächlich amerikanischen Konstruktion, es möglich gemacht zu haben, daß ein Lichtbogen etwa eine Stunde lang die Umformerleistung ohne Unterbrechung hergibt. Es ist ohne weiteres klar, daß in dieser Hinsicht das Prinzip des Lichtbogens als Umformer der maschinellen Umformung oder derjenigen in den Kathodenröhren, bei denen zur Ableitung der Verlustleistung die notwendigen Volumina und Oberflächen vorgesehen sind, niemals gleichkommen kann. Fast ebenso eigenartig wie vom Standpunkte der Wärmeabführung ist die Bogenlampe auch, wenn man sie hinsichtlich der Konstanz der Schwingungen betrachtet. Auch hier sind dank der neuen Kondensatorschaltung große Verbesserungen erreicht worden. Physikalisch bleibt aber die Tatsache bestehen, daß die Frequenz, wenn auch in verringertem Maße, von der Länge des Lichtbogens in Abhängigkeit steht, und daß dieser zwischen einer Metall- und einer Kohlenelektrode gebildet wird, wobei die Kohle in Weißglut gerät und dementsprechend einer raschen Veränderung unterworfen ist. Nun sind aber, wie bei den Empfängern dargelegt wurde, die Anforderungen an die Konstanz der Frequenz und auch der Amplitude erheblich gesteigert worden. Während man früher die Qualität der Bogenlampenschwingungen als ausreichend ansah, wenn ein rotierendes Geißler-Rohr, von der Hochfrequenz erregt, ein kontinuierlich leuchtendes Band zeigte, dient heute zur Analyse des Schwingungszustandes ein Schwebungsverfahren, bei dem sich Amplituden oder Frequenzschwankungen sich als Tonunreinheiten oder Schwankungen der Tonhöhe darstellen. Das schärfste aller Kriterien aber ist ein Empfangskreis von so geringer Dämpfung, daß eine oder mehrere tausend Schwingungen im Empfänger akkumuliert werden und so die Gesamtintensität festgestellt wird Diese mit fortschreitender Entwicklung des Empfängers immer schärfer werdenden Bedingungen kann natürlich auch die beste Lampenkonstruktion,

Digitized by Google

namentlich im Dauerbetrieb, nicht in dem Maße erfüllen, wie Maschine oder Kathodenröhre als Generator.

In den physikalischen Elementarvorgängen der Lampe liegt der Grund, daß die in der Antenne erzeugten Schwingungen keine reine Sinusform haben, d. h. Oberschwingungen enthalten. Diesen Nachteil teilt die Bogenlampe mit den übrigen bekannten Erzeugungsmethoden, mit dem Unterschied allerdings, daß bei der Bogenlampe die Oberwellen im allgemeinen am stärksten ausgeprägt sind. Selbst bei einer geringen Stationsdichte auf der Erde und damit bei einem großen Stationsabstand zwischen einer Sende- und einer nicht zugehörigen, in der Nähe gelegenen Empfangsstation werden die Folgen der Oberschwingungen mehr und mehr störend bemerkbar. Auch wenn nur $^1/_{10}$ %, ja noch weniger der Gesamtleistung in den Oberschwingungen auftritt, ist die Strahlung der Oberschwingungen relativ stark, weil sie sehr kurz sind. Darum wird man sich dazu entschließen müssen, in Gegenden mit dichter Stationsbesetzung besondere technische Mittel anzuwenden, um die Oberschwingungen wieder zu beseitigen. Hierdurch wird einer der Hauptvorzüge der Lampensender, die große Einfachheit der Lampe und der notwendigen elektrischen Zusatzapparate, teilweise aufgehoben. Was an Schwingungskreisen bei der Lampe gespart wird, wird durch die Apparatur für Mittel zur Beseitigung von Oberwellen wieder ausgeglichen.

Es bleibt aber für die Lampe der große Vorzug eines außerordentlich leichten Wellenwechsels und sicher ist dieser Vorzug nicht zu unterschätzen, soweit es sich um einzelne provisorische Stationen handelt, namentlich für militärische Zwecke. Anders aber stellt sich das Bild, wenn man annimmt, daß die Bogenlampe eine Station bildet in einem großen internationalen Stationsnetz. Hier ist an einen beliebigen und häufigen Wellenwechsel natürlich nicht mehr zu denken. Jede Station in dem Netz wird eine Welle erhalten, die so bemessen ist, daß der Sender einerseits möglichst wenig zahlreiche benachbarte Empfänger, die zu anderen Sendestationen gehören, stört, und die ferner so bemessen ist, daß die zugehörigen Empfänger von anderen benachbarten nicht zugehörigen Sendestationen möglichst wenig gestört werden. Das eine große internationale Stationsnetz stellt also einen äußerst komplizierten Komplex dar, in welchem jede einzelne Station auf sehr viele andere Stationen Rücksicht zu nehmen hat und wo für jede Station die Wellenlänge nicht nach dem Optimum der Strahlung oder dergleichen, sondern nach den allgemein für das ganze Netz gültigen Organisations- und Betriebsrücksichten gewählt werden muß.

Digitized by Google

Die Möglichkeit des Wellenwechsels wird zwar notwendig sein, aber immer zu den größten Seltenheiten gehören. Für ein solches Stationsnetz gilt etwa der gleiche Grundsatz, wie für jeden lebenden Organismus: Je höher die Entwicklungsstufe und je höher die Komplikation des Organismus, um so geringer die Freiheit seiner Elemente, d. h. seiner Zellen oder bei dem vorliegenden Beispiel seiner Stationen — und um so größer die wechselseitige Gebundenheit.

Als Tastverfahren bedient sich die Bogenlampe einer Methode, bei welcher die Signale gegen die Pausen durch eine Verstimmung der Wellenlänge hervorgerufen werden, wobei aber die Leistung und Ausstrahlung (bei veränderter Wellenlänge) auch während der Pause konstant bleibt. Diese Methode dürfte in einem modernen Stationsnetz auf erhebliche Unzuträglichkeiten stoßen, denn die in den Pausen vorhandenen Störungswellen erschweren natürlich in erheblichem Maße die Ausnutzung eines verfügbaren Wellenbereichs innerhalb eines Stationsnetzes, weil sie gewissermaßen die Zahl der durch Abstimmung oder andere Mittel auszuscheidenden Sender verdoppeln.

Der Bogenlampensender stört nicht nur den Empfang eines fremden ungedämpften Senders durch seine Verstimmungswelle, auch der Empfang der eigenen Bogenlampenstation ist durch die Verstimmungswelle, die er mitsendet, erschwert, da die Verstimmung nur wenige Prozent oder Bruchteile eines Prozentes beträgt und der Schwebungsempfang nur nach derjenigen Richtung ausgenutzt werden kann, welche auf der der Verstimmungswelle entgegengesetzten Seite liegt.

Würde dagegen bei Empfang von einem Maschinensender die für den Schwebungsempfang einzustellende größere Überlagerungswelle in den Bereich eines benachbarten Senders kommen, so stellt man den Überlagerer auf eine Welle ein, die kleiner ist, als die Empfangswelle, und umgekehrt. Man hat also die doppelte Chance, sich störungsfrei zu machen.

Für besonders große Leistungen im Telegraphierbetriebe, insbesondere für Schnelltelegraphie, sind natürlich ferner Bogenlampen schon deshalb weniger geeignet, weil die nach einer bestimmten Betriebszeit stets notwendige Umschaltung der Betriebslampe auf die Reservelampe und ferner die hin und wieder notwendigen Nachstellungen des Bogens bei Schnellbetrieb den Ausfall von erheblichen Wortleistungen zur Folge haben. Auch der Stromverbrauch kann mit den anderen Methoden nicht konkurrieren, selbst wenn der Wirkungsgrad bei Dauerstrich von derselben Größenordnung wie bei den andern Erzeugungsmethoden wäre. Denn es ist unmöglich, bei der Bogen-

Digitized by Google

Die Betriebssicherheit, welche bei dem in Rede stehenden Umformer infolge der beschriebenen besonderen Maßnahmen erzielt wurde, ist so groß, daß etwa 8000 Apparate in den Dienst des Heeres gestellt werden konnten, wo sie dank der guten Ausbildung des Personals zur besten Zufriedenheit und mit anerkanntem Erfolg benutzt worden sind.

In Vorstehendem sind die hauptsächlichsten Schwierigkeiten, die bei der Herstellung von Apparaten mit pendelndem Anker zur Umformung von Gleich- in Wechselstrom auftreten, aufgezählt, und die geschilderten Einzelheiten dürften zur Genüge dargetan haben, daß die Schwierigkeiten der Aufgabe, mit Apparaten nach Art des Wagnerschen Hammers Energien von ca. 250 Watt umzuformen, nicht unerheblich sind.

Die zur Überwindung dieser Hindernisse angewandten Grundsätze dürften, wie nochmals erwähnt sei, auch bei allen anderen Apparaten, die der geschilderten Konstruktion ähnlich sind, von prinzipieller Bedeutung und die Beachtung dieser Grundsätze von großem Nutzen sein.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Prüfeinrichtungen, Summer, Wellenmesser und Lautstärkemesser.

D. R. P. 301 841. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 12. April 1917 ab.

Einrichtung für Summer, dadurch gekennzeichnet, daß der Schwingungskreis in dem zum Kontakt des Summers führenden Zweige angeordnet ist, zum Zweck, zugleich mit der Öffnung des Kontaktes irgendwelche energieverzehrenden Nebenschlüsse zu den Schwingungskreisen abzuschalten. Fig. 1 zeigt diese Anordnung.

D. R. P. 305 986. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 1. Juni 1917 ab.

Prüfeinrichtung für Stationen, welche zugleich drahtlose Sende- und Empfangseinrichtungen besitzen, dadurch gekennzeichnet, daß durch eine federnde Bewegung des Sendeempfangsumschalters über die Sende- bzw. Empfangsstellung hinaus eine Prüfung des Senders bzw. Empfängers ermöglicht wird, siehe Fig. 2.

Digitized by Google

D. R. P. 303 694. Dr. W. Burstyn in Berlin. Vom 30. Oktober 1915 ab.

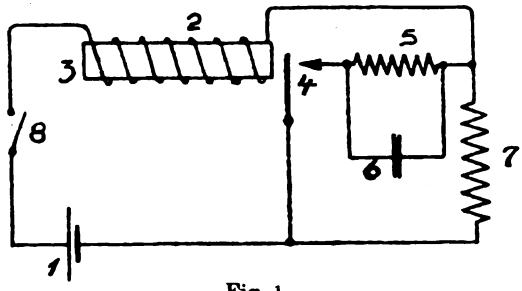


Fig. 1.

1. Empfangslautstärkenmesser für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß ein Umschalter ein und dasselbe Telephon ab-

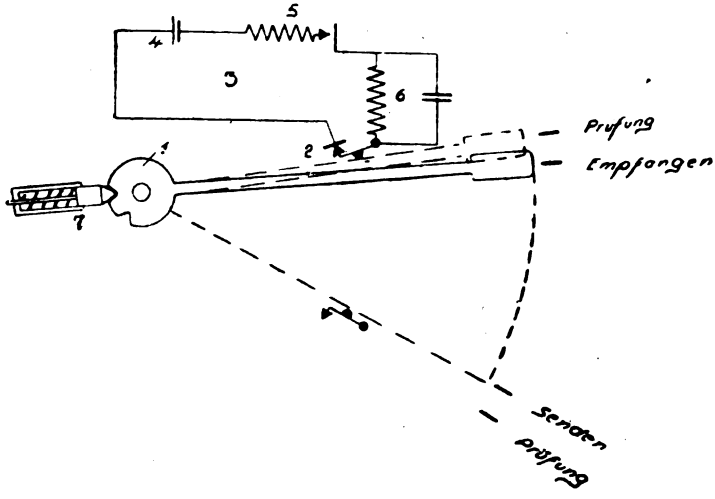


Fig. 2.

wechselnd auf den Empfangsapparat und auf eine elektrische Tonquelle gleichen Toncharakters und regelbarer Stärke umzuschalten gestattet, wobei auf möglichste Gleichheit beider Lautstärken eingestellt wird.

Als Vergleichstonquelle sollen die Entladungen eines Kondensators benutzt werden und für Tikkerempfang wird der Tikkerkontakt zur

Digitized by Google

Herstellung des Vergleichstones benutzt. Der Kondensator des geschlossenen Empfangskreises kann dabei gleichzeitig als Kondensator zur Erzeugung des Vergleichstons durch Entladung benutzt werden.

D. R. P. 304 939 desselben Erfinders. Zusatz zu vorstehendem Patent. Vom 28. November 1915 ab

Empfangslautstärkenmesser nach Patent 303 694 für Funken, dadurch gekennzeichnet, daß die Vergleichsenergie in Form eines unterbrochenen Hochfrequenzstromes dem Detektor zugeführt wird.

D. R. P. 304 969. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 15. April 1917 ab.

Prüfanordnung für drahtlose Telegraphie und Telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß die Spule des Prüfkreises als Ringspule ausgebildet ist, durch deren Mitte der Antennendraht hindurchgeht.

D. R. P. 296 106. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 20. Januar 1916 ab.

1. Prüfvorrichtung für elektrische Schwingungskreise, dadurch gekennzeichnet. daß zwecks Vermeidung von Energieverlusten sowohl der Prüfstromkreis als auch der Prüfschwingungskreis im Ruhezustande unterbrochen ist.

2. Prüfvorrichtung, dadurch gekennzeichnet, daß beide Unterbrechungen gleichzeitig durch einen oder bei Stufenspulen mehrere im Prüfschwingungskreis, und zwar in der Zuleitung zur Prüfspule vorgesehene Prüfkontakte erfolgen.

3. Prüfvorrichtung, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Vermeidung von Verlustströmen infolge der Leitfähigkeit des Kondensatordielektrikums entweder noch ein besonderer Schalter in der Zuleitung vom Element zum Kondensator verwendet wird oder der Selbstunterbrecher so ausgebildet ist, daß er im Ruhezustande auf Unterbrechung steht. Fig. 3 und 4 zeigen diese Schaltungsanordnungen.

D. R. P. 302 096. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Bruno Rosenbaum in Berlin. Vom 15. Dezember 1916 ab.

1. Anordnung zum Betriebe von Wellenmessern, dadurch gekennzeichnet, daß zwangläufig mit der Umschaltung von „Senden" auf „Empfang" eine Umschaltung des Wellenmessers als Resonator oder Oscillator erfolgt.

Unteransprüche beziehen sich darauf. daß zwangläufig mit der Umschaltung eine entsprechende Änderung der Kopplung des Wellenmessers erfolgt und daß der Sender mit Hilfe zweier getrennter. einerseits nur vom Sender. andererseits nur vom Empfänger beeinflußter Kopplungsspulen gekoppelt wird.

Digitized by Google

D. R. P. 302 681. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 7. März 1917 ab.

1. Hörempfänger für die drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Vermeidung einer Veränderung der Konstanten

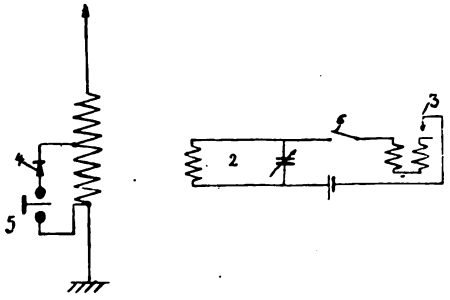


Fig. 3.

der Empfangsstromkreise bei Veränderung der Höreranzahl neben einem abschaltbaren Einzeltelephon eine Kombination von parallel und in Serie geschalteten Telephonen benutzt wird, die den gleichen elektrischen Wert besitzt wie das Einzeltelephon, so daß entweder nur

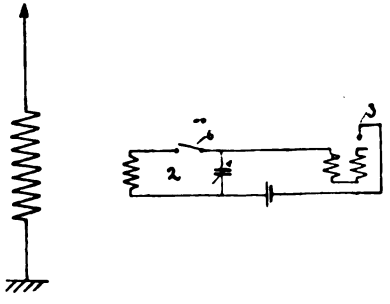


Fig. 4.

dieses oder eine beliebige Anzahl von Telephonen in den Empfangsstromkreis eingeschaltet werden kann.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß durch Einschalten des Einzeltelephons (1) die das Mithören gestattende Telephonkombination (2 bis 5) selbsttätig abgeschaltet wird (siehe Fig. 5).

3. Anordnung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet,

Digitized by Google

daß bei Verwendung der das Mithören gestattenden Telephonkombination durch das Einschalten eines jeden Telephons eine den Widerstand, die Selbstinduktion und die Kapazität eines Telephons ersetzende Spule (E) abgeschaltet wird, so daß stets der gleiche elektrische Wert der Anordnung erhalten bleibt.

D. R. P. 299 328. Dr. Georg Seibt in Berlin-Schöneberg. Vom 14. März 1916 ab.

Einrichtung zum Abhören der Zeichen in der drahtlosen Signalübertragung, dadurch gekennzeichnet, daß erstens die Polschuhe des Hörers zwecks Erhöhung der Selbstinduktion und der Empfindlichkeit

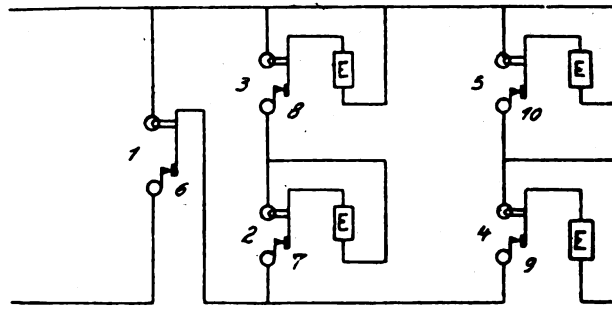


Fig. 5.

aus Blechen zusammengesetzt sind, zweitens die Wicklung des Hörers derart bemessen ist, daß ihre Selbstinduktion 0,6 Henry übersteigt und drittens der innere Widerstand des Organs, von welchem der Hörer den Wechselstrom empfängt, z. B. des Detektors oder Verstärkers, 10 000 Ohm übersteigt.

D. R. P. 299 440. Signal-Gesellschaft m. b. H. in Kiel. Vom 28. Februar 1916 ab.

1. Widerstandsanordnung zur Messung von Lautstärken mit dem Telephon nach der Parallelohm-Methode, dadurch gekennzeichnet, daß die einzelnen Widerstandsgruppen fortlaufend in geometrischer Progression ansteigen.

2. Widerstandsanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die zur Ablesung der Meßresultate dienende Skala nach der Formel

$$l = \frac{w_1}{w_2} \text{ oder } l = \frac{w_1}{w_2} + 1$$

direkt in Lautstärken geeicht ist.

Digitized by Google

8. Widerstandsanordnung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß der Widerstand in fester Verbindung mit dem Telephon oder tragbar für den Beobachter ausgebildet ist.

D. R. P. 294 322. Carl Schmittutz in Dresden. Vom 20. Februar 1915 ab.

1. Anordnung zum Messen hoher Unterbrechungszahlen und Aufzeichnung von Spannungskurven, dadurch gekennzeichnet, daß eine aus einem leitenden Ring (*D*) und einer umlaufenden Scheibe (*A*) mit

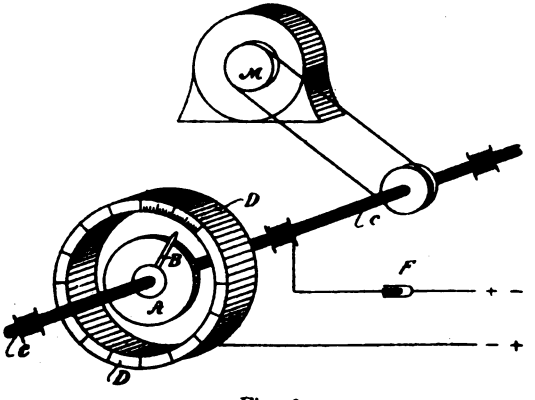


Fig. 6.

Nadel (*B*) gebildete verstellbare und beliebig schnell rotierende Funkenstrecke zur Beobachtung der Wellenform und Unterbrechungszahl und zur Messung der Spannungshöhe dient.

2. Ausführungsform der Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß anstatt der Scheibe (*A*) der Ring (*D*) rotiert und die Nadel (*B*) aufnimmt (siehe Fig. 6).

D. R. P. 295 250 desselben Erfinders. Zusatz zum vorstehenden Patent. Vom 20. Juli 1915 ab.

Anordnung zum Messen hoher Unterbrechungszahlen und Aufzeichnen von Spannungskurven nach Patent 294 322, dadurch gekennzeichnet, daß der Ring (*D*) mit gleicher Drehzahl, aber entgegengesetzter Drehrichtung wie die Spitze (*B*) rotiert, so daß die relative Geschwindigkeit zwischen Ring und Spitze bzw. der relative Weg der Funkenstrecke verdoppelt und die beobachtbare Höchstzahl der Unterbrechungen dadurch verdoppelt oder die zur Beobachtung einer gewissen Unterbrechungszahl nötige Drehzahl der Spitze (*B*) auf die Hälfte vermindert wird.

Digitized by Google

D. R. P. 313 521. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. Vom 28. Oktober 1917 ab.

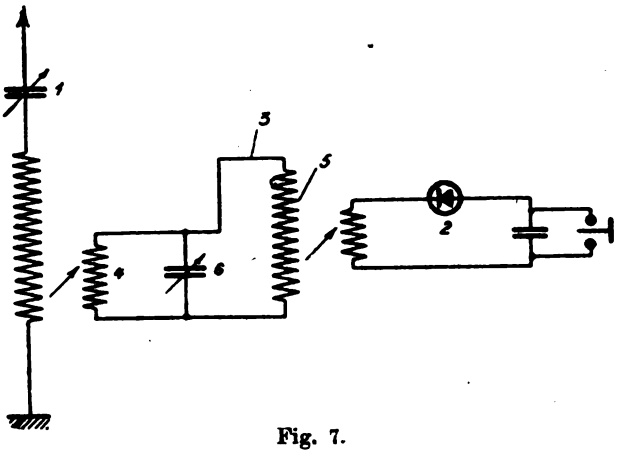


Fig. 7.

1. Schaltverfahren für geschlossene Schwingungskreise für Empfangsapparate der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß

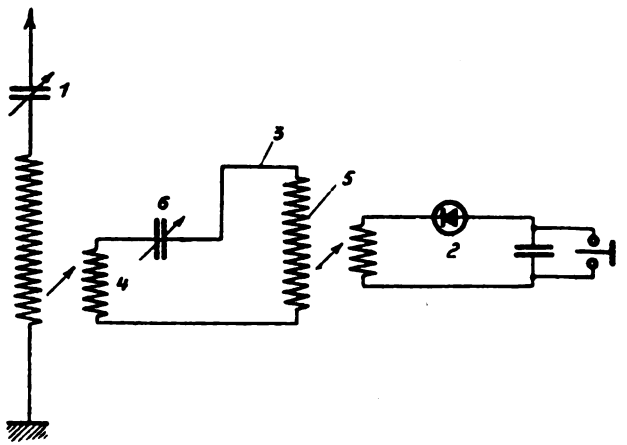


Fig. 8.

der geschlossene Kreis aus zwei Spulen und einem Kondensator besteht, welche bei kleinen Wellen parallel und bei großen Wellen in Reihe geschaltet werden.

Digitized by Google

2. Schaltverfahren nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die eine der Spulen gegenüber der anderen groß gehalten ist, zum Zwecke einer größeren Wellenvariation zwischen der Parallel- und Reihenschaltung.

Fig. 7 zeigt die Schaltungsanordnung, wie sie sich für kurze Wellen eignet, Fig. 8 die durch geeignete Schaltmittel abgeänderte Anordnung für den Fall, daß lange Wellen aufgenommen werden sollen.

D. R. P. 312 963. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 9. Dezember 1917 ab.

1. Federnde Aufhängevorrichtung, insbesondere für Apparate der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß die Federn, welche

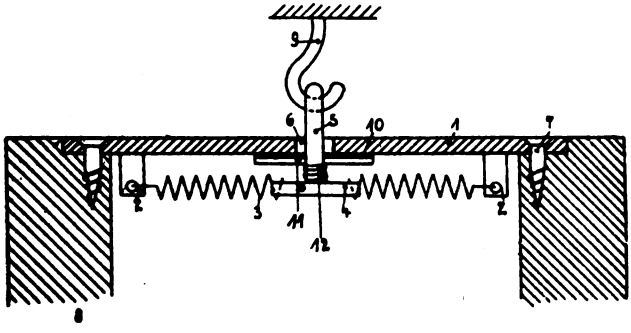


Fig. 9.

den zur Aufhängung dienenden Bügel oder Haken mit einer in den Apparat einzubauenden Platte oder der Apparatwandung verbinden im Innern des Apparates angebracht sind.

2. Aufhängevorrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Federn (3) auf der Innenseite der Platte (1) befestigt und der Bügel (5) oder Haken durch eine Aussparung der Platte (1) hindurchgeführt ist, siehe Fig. 9.

3. Aufhängevorrichtung nach Anspruch 2, dadurch gekennzeichnet, daß an der Innenseite der Platte (1) mehrere quer zur Aufhängevorrichtung gerichtete Schraubenfedern befestigt sind, deren freie Enden in eine den Haken oder Bügel tragende Platte (4) eingehängt sind.

4. Aufhängevorrichtung nach Anspruch 3, dadurch gekennzeichnet, daß die Aussparung in der Platte (1) an der Innenseite durch eine Filzscheibe oder eine ähnliche Auflage (11) abgedeckt ist, die Löcher

Digitized by Google

für die Durchführung des Bügels oder Hakens enthält und mittels Federn (12) an die Platte (1) gepreßt wird.

5. Aufhängevorrichtung nach Anspruch 4, dadurch gekennzeichnet, daß die zum Anpressen der abdeckenden Auflage dienenden Federn (12) an einem mit dem Bügel oder Haken verbundenen Träger (4) abgestützt sind.

D. R. P. 313 083. Dipl.-Ing. Arthur Libesny in Charlottenburg und Conrad Sannig & Co. G. m. b. H. in Berlin. Vom 22. Juli 1917 ab.

1. Temperaturkorrektion für Detektoren (Wellenempfänger) für drahtlose Telegraphie nach Art der Kristalldetektoren, dadurch gekennzeichnet, daß die Träger der Elektroden den gleichen oder annähernd gleichen Ausdehnungs-Koeffizienten gegenüber Temperatur-

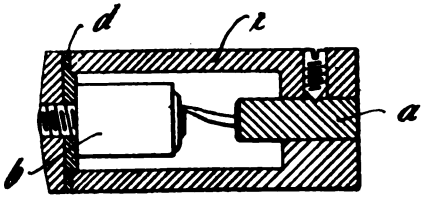


Fig. 10.

und Feuchtigkeitsveränderung haben, wie das Elektrodenmaterial selbst, wobei die Träger der beiden Elektroden durch ein Material von derartiger Dimensionierung und Art voneinander getrennt sind, daß dessen lineare Ausdehnung vernachlässigt werden kann.

2. Eine Ausführungsform der Einrichtung nach Anspruch 1 für Detektorpatronen, bei denen ein Zylinderteil Träger der beiden Elektroden ist, dadurch gekennzeichnet, daß der zylinderförmige Mantel den gleichen oder annähernd gleichen Ausdehnungs-Koeffizienten bei Temperatur- und Feuchtigkeitsveränderungen wie das Elektrodenmaterial besitzt (Fig. 10).

Schwebungstonsender.

D. R. P. 311 896. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 6. August 1912 ab.

1. Verfahren zur Erzeugung elektrischer Schwebungen, insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet,

Digitized by Google

daß ein einziger konstanter Wechselstrom unter Zwischenschaltung von Frequenztransformatoren auf einen gegen die aufgedrückte Periode verstimmten Arbeitskreis (Antenne) wirkt.

2. Ausführungsform des Verfahrens nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zwischen dem Erreger- und dem Arbeitskreis Frequenzsteigerungsvorrichtungen in Ein- oder Mehrzahl eingeschaltet sind.

3. Verfahren und Einrichtung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß das Antennensystem um verschiedene Beträge gegen die aufgedrückte Schwingung verstimmt wird zwecks Erzielung verschiedener Tonfrequenzen.

4. Tastverfahren für die drahtlose Telegraphie nach Anspruch 3, dadurch gekennzeichnet, daß die Telegraphierzeichen durch Tonverschiedenheit gebildet werden, wobei in den Telegraphierpausen das Antennensystem auf die aufgedrückte Schwingung abgestimmt werden kann, wodurch die Tonfrequenz gleich Null wird.

Funkenstrecken und Senderschaltungen.

D. R. P. 312 929. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 20. Januar 1917 ab.

1. Funkenstrecke, insbesondere Serienfunkenstrecke für die drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß die Elektrodenfläche und die Auflagefläche der Elektrodenplatten auf dem Isoliermaterial wie bei bekannten Funkenstrecken in einer Ebene liegen, und die Distanzierung der Elektroden durch Glimmerringe oder Glimmerscheiben erfolgt, wobei jedoch zwecks Erzielung einer offenen Funkenstrecke die Auflagefläche der Elektrodenplatten auf den Glimmerringen in axialer Richtung Unterbrechungen aufweist.

2. Funkenstrecke nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Funkenstrecke durch die besondere Ausbildung der Glimmerringe bzw. Glimmerscheiben ohne Aufreihstab zusammengesetzt werden kann, z. B. in der Weise, daß Glimmerringe von gleichem Durchmesser wie die Elektrodenplatten oder Glimmerscheiben, welche un. isolierende Tragstützen der Funkenstrecke herumgelegt sind, verwendet werden.

3. Funkenstrecke nach Anspruch 1 bis 2, dadurch gekennzeichnet, daß außer den axialen Unterbrechungen der Auflagefläche (7) auch zentrale und radiale Durchbrechungen (9) vorhanden sind, welche einen möglichst ungehemmten Luftzutritt zu der Funkenübergangsstelle ermöglichen (siehe Fig. 11).

4. Funkenstrecke nach Anspruch 1 bis 3, dadurch gekennzeichnet, daß die Konstruktion ein Auswechseln durchschlagener Glimmerteile

Digitized by Google

ohne Herausnahme des Glimmerringes, z. B. durch bloße Drehung, gestattet.

D. R. P. 313 297. „Homa“ Fabrik für Apparate und Maschinenbau Martha v. Hohberg und Buchwald in Berlin. Vom 10. August 1918 ab.

1. Löschfunkenstrecke, gekennzeichnet durch eine derartige Anordnung der Elektroden (2) und Isolierringe (1), daß je ein Paar isolierter Außenringe und isolierter Innenringe gegeneinander versetzt sind.

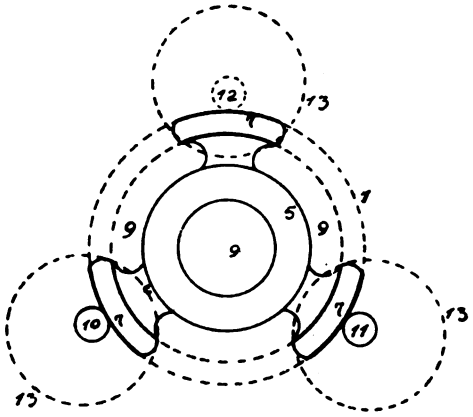


Fig. 11.

2. Löschfunkenstrecke nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Außen- und Innenringe hohl ausgebildet sind.

3. Löschfunkenstrecke nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß die Außen- und Innenringe mit Löchern (3) versehen sind.

4. Löschfunkenstrecke nach Anspruch 1 bis 3, dadurch gekennzeichnet, daß die Außen- und Innenringe mittels mindestens je dreier Stützen (4) aufgehängt sind.

Fig. 13 zeigt einen Längsschnitt nach der Linie AB der eine Stirnansicht darstellenden Fig. 12.

D. R. P. 312 727. Erforschung des Erdinnern G. m. b. H. Hannover, Geschäftsstelle Göttingen in Göttingen. Vom 26. März 1914 ab.

Verfahren zum Erregen von Antennen ohne Erdung, dadurch gekennzeichnet, daß der Antenne ein vollwertiges Gegengewicht durch eine der Selbstinduktion der Antenne gleichwertige Induktionsspule und durch einen mit der Antenne direkt oder induktiv verbundenen,

Digitized by Google

als Kapazität wirkenden geschlossenen Kreis geschaffen wird, der überdies zum Erregen der Schwingungen dient.

D. R. P. 291 459. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Karl Rottgardt in Berlin. Vom 15. Februar 1914 ab.

1. Spulenanordnung für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie zur Verwendung im primären Stoßkreis einer Senderanlage, dadurch

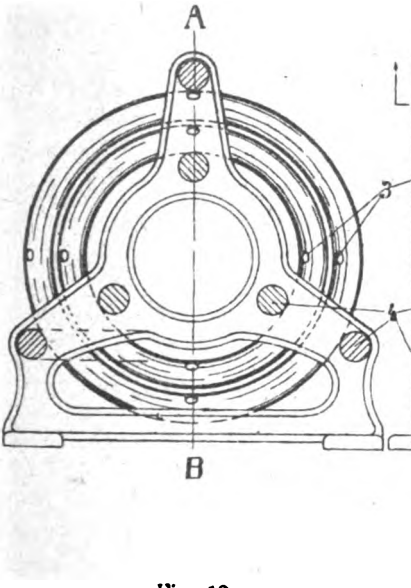


Fig. 12.

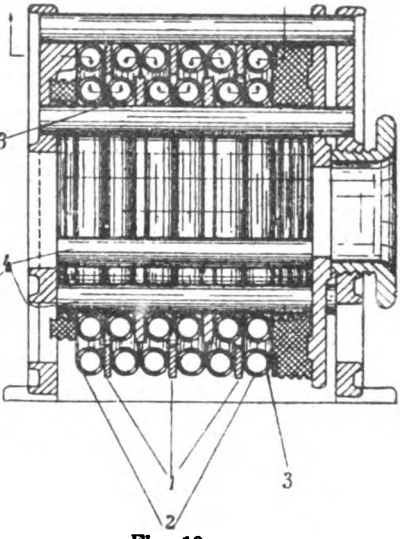


Fig. 13.

gekennzeichnet, daß ein Variometer zur Wellenlängenänderung und eine Spule mit Gleitkontakt zur Kopplungseinstellung zwischen primärem Stoßkreis und Luftleiter derart angeordnet sind, daß die Spule mit Gleitkontakt und die feststehende Spule des Variometers sich möglichst nahe gegenüberstehen und derart miteinander verbunden sind, daß ihre magnetischen Felder gleichgerichtet sind, ihre Selbstinduktion sich also durch gegenseitige Beeinflussung vergrößert.

2. Spulenanordnung für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß nur ein Teil der Spule mit Gleitkontakt mit dem Variometer zur Primärspule verbunden ist, so daß der Luftleiter mit dem primären Stoßkreis konduktiv und induktiv gekoppelt ist, wenn sich der Gleitkontakt auf dem nicht zur Primärspule gehörenden Teil der Spule befindet.

Digitized by Google

Empfänger.

D. R. P. 302 680. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 20. Februar 1915 ab.

Schaltmechanismus für einen Empfänger der drahtlosen Telegraphie, der Gruppen von abgestuften Abstimm- und Kopplungsmitteln enthält, gekennzeichnet durch die Kombination von Walzen- und Kurbelschaltern derart, daß die Walzen nur die Schaltung der einzelnen

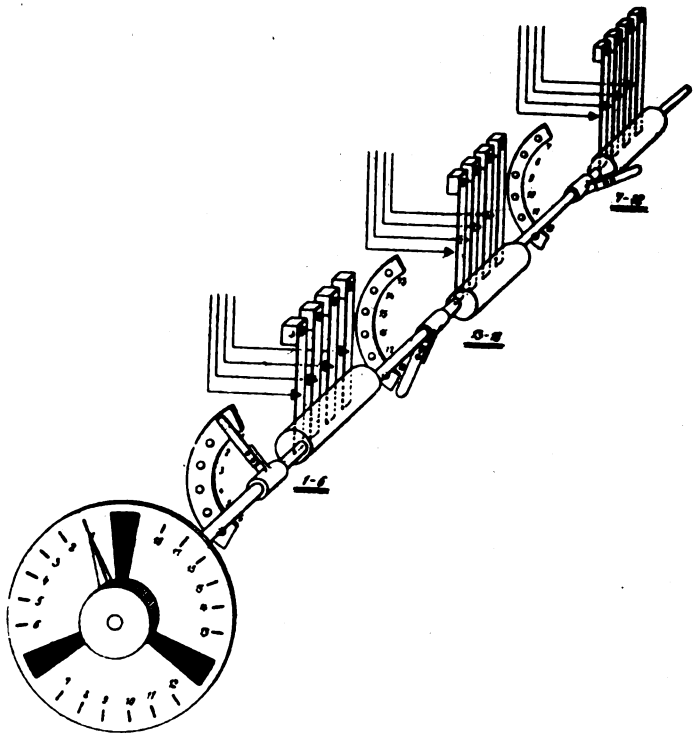


Fig. 14.

Gruppen vornehmen, während die Schaltung der Stufen innerhalb dieser Gruppen durch die Kurbelschalter bewirkt wird, siehe Fig. 14.

D. R. P. 302 890. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 22. Oktober 1914 ab.

Hilfseinrichtung zur Kontrolle und Aufzeichnung der ausgesen-

Digitized by Google

deten Nachrichten bei der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß auf der Sendestation ein besonderer, von der Empfangsapparatur unabhängiger Morseschreiber vorgesehen ist, der durch Lokalströme in Tätigkeit gesetzt wird, die ihrerseits bei der Handhabung des Morsetasters geschlossen werden.

D. R. P. 295 880 derselben Firma. Vom 18. Juni 1914 ab.

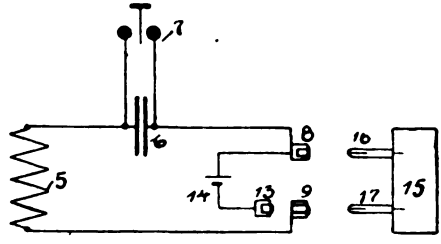
1. Sicherheitsvorrichtung für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß der die Sendeapparate enthaltende Behälter mit einem Gas, z. B. Kohlensäure, gefüllt ist, das mit anderen Gasen keine explosiblen Mischungen bildet.

2. Sicherheitsvorrichtung nach Anspruch 1. dadurch gekennzeichnet, daß die Sendestation mit Mitteln versehen ist, welche den Zufluß des nichtexplosiven Gases bei Außerbetriebsetzung absperren bzw. bei Inbetriebsetzung einleiten.

D. R. P. 303 444 derselben Firma. Vom 6. April 1916 ab.

1. Empfangseinrichtung für Hochfrequenzschwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß der Empfangsapparat durch die Anordnung seiner

Fig. 15. Fig. 16a.



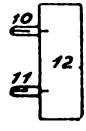


Fig. 16b.

Kontaktstellen, z. B. Stöpselbuchsen, und der Detektor durch die entsprechende Anordnung seiner Kontaktstellen, z. B. Steckstifte, selbst-

Digitized by Google

tätig die richtige Leitungsverbindung für Benutzung des Detektors mit und ohne hilfselektromotorische Kraft herstellt.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß durch Teilung der Stöpselbuchsen in ihrer Längsrichtung und entsprechende Wahl der Länge der Detektorenstecker die gewünschte Schaltung hergestellt wird.

Fig. 15 zeigt diese Ausbildung der Kontaktstellen der Empfangseinrichtung, Fig. 16a zeigt die Ausgestaltung der Steckstifte an einem

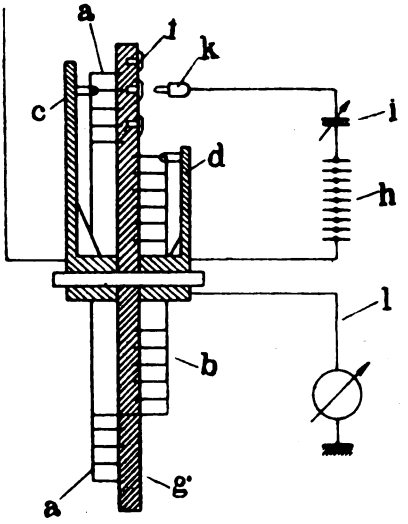


Fig. 17.

Detektor, der mit hilfselektromotorischer Kraft arbeitet, während Fig. 16b dasselbe bei einem ohne Hilfsstromquelle arbeitenden Detektor darstellt.

D. R. P. 290 829 derselben Firma. Vom 6. Juli 1913 ab.

Anordnung zur Änderung der Selbstinduktion und der Kopplung elektrischer Schwingungskreise, dadurch gekennzeichnet, daß eine Spule, welche einerseits mit einem Schieber zur stetigen Änderung der Kopplung und andererseits mit Stöpselanschlüssen zur Änderung der Selbstinduktion des einen Kreises versehen ist, auf der einen Seite eines Haltekreuzes konzentrisch zu einer auf der anderen Seite des Haltekreuzes befestigten zweiten Spule angeordnet ist, welche mit einem Schieber zur Änderung der Selbstinduktion des bezeichneten Kreises innerhalb der Stufen der ersten Spule versehen ist, siehe Fig. 17.

Digitized by Google

D. R. P. 299 840. Dieselbe Firma und Dipl.-Ing. Stephan Spiegel in Budapest (Ungarn). Vom 25. Dezember 1913 ab.

1. Empfangsschaltung für drahtlose Nachrichtenübermittlung, dadurch gekennzeichnet, daß der Wellenanzeiger (Detektor) zwischen zwei miteinander gekoppelte Schwingungskreise eingeschaltet ist, siehe Fig. 18.

D. R. P. 304 089. Naamlooze Vennootschap de Nederlandsche Thermo-Telephoon Maatschappy in Utrecht, Holland. Vom 6. Februar 1915 ab.

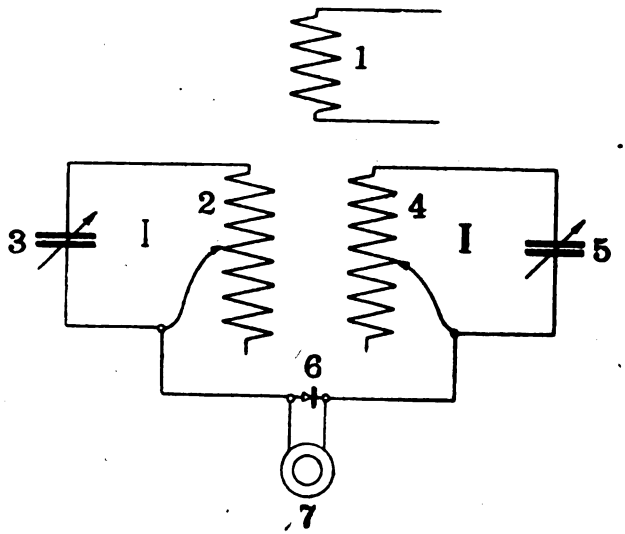


Fig. 18.

Verfahren der drahtlosen Übertragung elektrischer Wellen zum Zweck der Telegraphie oder Telephonie unter Wegfall des Detektors, gekennzeichnet durch die Verwendung eines mit dem Luftleiter der Empfängerstelle verbundenen thermischen Telephons, das gleichzeitig als Detektor und Empfänger dient.

D. R. P. 302 823. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 7. März 1917 ab.

1. Flüssigkeitsrelais zur Auslösung erheblicher mechanischer Kräfte, gekennzeichnet durch einen oder mehrere kontinuierliche Flüssigkeitsstrahlen, welche durch bewegliche Blenden oder Schieber abgelenkt oder aufgehalten, beim Freigeben einen Druck gegen eine

Digitized by Google

Fläche ausüben, so daß diese je nach der Stellung des Schiebers hin und her bewegt wird.

2. Eine Ausführung der Einrichtung nach Anspruch 1, wobei die Energieschwankungen der strömenden Flüssigkeit im Zuleitungs-

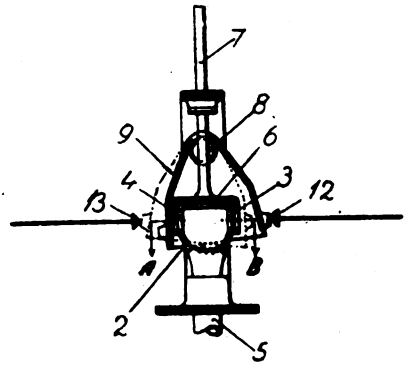


Fig. 19.

rohre durch einen geeigneten Akkumulator (Windkessel) ausgeglichen werden. Fig. 19 zeigt einen vertikalen Schnitt durch das Flüssigkeitsrelais.

Glühkathodenröhren und deren Schaltungen.

D. R. P. 303 274. Dr. Werner Germershausen in Leipzig. Vom 16. März 1917 ab.

Glühkathode für Entladungsröhren, bestehend aus einem leitenden, chemisch unangreifbaren Material von hohem Schmelzpunkt, z. B. Iridium, welches vom Heiz- und Entladungsstrom durchflossen wird, und aus einem Metall von hoher Elektronenemission, z. B. Wolfram, welches, mit dem ersteren Material in leitender Verbindung stehend, von ihm beheizt und vom Entladungsstrom durchflossen wird.

Fig. 20 gibt eine Ausführungsform einer derartigen Glühkathode wieder, bei welcher *a* das Trägermetall, *b* der schraubenförmig gewundene Draht aus aktivem Metall darstellt. An denjenigen Stellen, wo diese aktiven Drähte aufgebracht sind, wird zweckmäßig der Querschnitt des Trägers verringert, um gerade dort eine besonders hohe Temperatur zu erzielen. Außerdem kann das aktive Metall durch Plattieren sowie durch kathodische Zerstäubung mit dem Träger in leitende Verbindung gebracht werden. Ebenso kann dies auch durch

Digitized by Google

Reduktion von auf das Trägermetall aufgebrachten Verbindungen des aktiven Metalles geschehen.

D. R. P. 310 604. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 9. März 1917 ab.

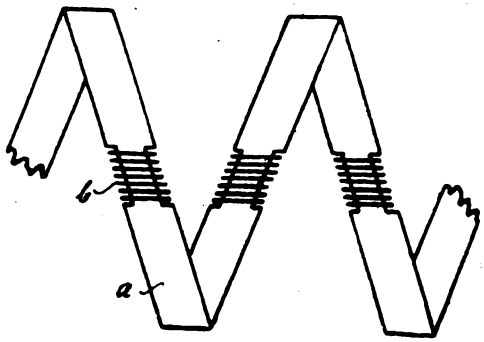


Fig. 20.

1. Mehrfachverstärker oder Mehrfachschwingungserzeuger, dadurch gekennzeichnet, daß eine Mehrzahl von getrennt voneinander arbeitenden Verstärker- oder Schwingungserzeugersystemen in demselben Vakuumgefäß baulich vereinigt sind.

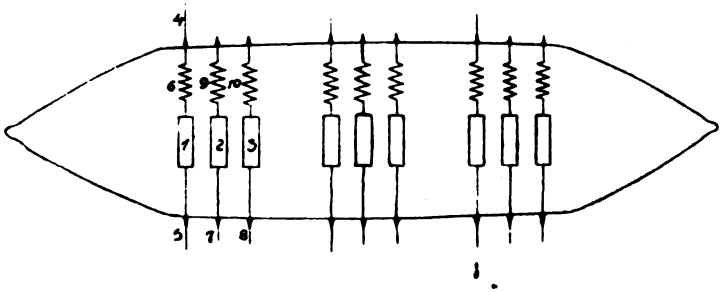


Fig. 21.

2. Vorrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zur Herstellung verschiedener Drucke oder Füllung mit verschiedenen Gasen durch Glasmembranen abgetrennte Kammern vorgesehen sind, siehe Fig. 21.

Digitized by Google

D. R. P. 312 626 derselben Firma. Vom 18. November 1917 ab.

Gitter für Vakuumröhren, dadurch gekennzeichnet, daß der Gitterträger zur Erzielung des nötigen Haltes des Gitters aufgerauht ist.

D. R. P. 311 102. Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin. Vom 1. Juli 1915 ab. Unionspriorität der Vereinigten Staaten von Amerika vom 15. Juli 1914 beansprucht.

1. Verfahren zur Herstellung von Kathoden aus einem schwer schmelzbaren Metall, z. B. Wolfram, für elektrische Entladungsgefäße mit reiner Elektronenentladung, dadurch gekennzeichnet, daß die Metallkörper, insbesondere Wolframkörper, welche Thorium oder eine Thoriumverbindung, z. B. Thoroxyd, enthalten, auf eine Temperatur von ungefähr 2000 bis 2400°, und zwar am besten auf 2200 bis 2300° (absolut) erhitzt werden, gegebenenfalls nach einer vorausgegangenen Erhitzung auf noch höhere Temperatur, etwa 2900° (absolut), zum Zwecke, eine Anreicherung an metallischem Thorium oder an einem anderen oxydierbaren, thorhaltigen Stoff zu erzielen.

2. Elektrisches Entladungsgefäß für reine Elektronenentladung, dadurch gekennzeichnet, daß eine gemäß Anspruch 1 hergestellte Kathode auf einer Temperatur von 1700 bis 1800° (absolut) sich befindet.

3. Verfahren zur Herstellung von Kathoden nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß ein Thoriumkörper oder ein Thorium oder eine Thoriumverbindung enthaltender Metallkörper verdampft und hierdurch auf einem anderen Metallkörper eine Oberflächenschicht von Thorium niedergeschlagen wird.

D. R. P. 318 214 derselben Firma. Vom 30. September 1916 ab. Unionspriorität der Vereinigten Staaten von Amerika vom 28. Oktober 1915 beansprucht. Zusatz zu dem vorstehenden Patent 311 102.

Elektrisches Entladungsgefäß für reine Elektronenentladung nach Patent 311 102, dadurch gekennzeichnet, daß im Gefäß eine geringe Menge eines Alkalimetalles oder eines anderen die Oxydation des Thoriums hindernden Stoffes anwesend ist.

D. R. P. 310 751. Johannes Nienhold in Berlin. Vom 6. Dezember 1916 ab.

Verstärkungsvorrichtung für schwache Wechselströme mit einer in einer Zelle eingeschlossenen Edelgassäule und einer von einer Kalium-Natrium-Legierung oder einem anderen, ein möglichst niedriges Kathodengefälle besitzenden Metall bedeckten Kathode, dadurch gekennzeichnet, daß die Beeinflussung der Edelgassäule durch den zu verstärkenden Strom auf elektromagnetischem Wege erfolgt.

Digitized by Google

D. R. P. 312 044. Siemens-Schuckert-Werke G. m. b. H. in Siemensstadt bei Berlin. Vom 4. August 1915 ab.

1. Glühkathodenröhre mit besonderem, neben der Kathode angeordneten und während des Betriebes dauernd eingeschalteten Heizkörper, dadurch gekennzeichnet, daß die Stromwege für den Betriebsstrom und den Heizstrom getrennt sind und dem Heizkörper ein so großer elektrischer Widerstand gegeben ist, daß der Heizstrom wesentlich geringer wird, als er bei unmittelbarer elektrischer Heizung der glühenden Kathode selbst sein würde.

2. Glühkathodenröhre nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch einen stellenweise freiliegenden Heizkörper.

3. Glühkathodenröhre nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß die mit einem besonderen Heizkörper ausgerüstete Kathode in an sich bekannter Weise als Flecht-, Gitter- oder Netzwerk hergestellt ist.

Bücherbesprechungen.

Handbuch der Radiologie, Band V, herausgegeben von E. Marx, Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1919.

Der Inhalt dieses Bandes ist:

1. A. Bestelmeyer, Die spezifische Ladung des Elektrons;
2. H. Starke, Kathodenstrahlen;
3. E. Marx, Röntgenstrahlen.

Daß es trotz des Krieges und der schwierigen Gegenwart möglich war, Band V erscheinen zu lassen — fortgeführt bis zum Ende des Jahres 1917 — ist außerordentlich zu begrüßen. Man wird allen Beteiligten nur Dank dafür wissen können; besonders auch der Verlagsbuchhandlung, die das in der Gegenwart Mögliche an Ausstattung geleistet hat. Hoffen und wünschen wir, daß die noch ausstehenden beiden Bände sich auf gleicher Höhe befinden mögen und daß sich ihr Erscheinungstermin nicht allzuweit hinauszögere.

Die Erwägung des Herausgebers, gegebenenfalls bei einer Neuauflage das Handbuch von vornherein in einzelnen Sonderdrucken erscheinen zu lassen, ist unbedingt zu bejahen, schon hinsichtlich des verhältnismäßig bedeutenden Preises. Dann aber auch wegen des außerordentlich verschiedenen Umfanges der einzelnen Beiträge. Nimmt doch in diesem Band von den 700 Seiten im ganzen der Teil: Röntgenstrahlen allein 550 in Anspruch. Ein Leser der anderen Teile wird sich deshalb leicht scheuen, den Betrag für den Gesamtband auszugeben.

Digitized by Google

Im einzelnen bringt der 1. Teil in leicht verständlicher Form geschrieben die wichtigsten Gleichungen und die verschiedenen Bestimmungsmethoden der spez. Ladung des Elektrons, schließlich allgemeine Gesichtspunkte über die Ausführung und Beurteilung solcher Messungen.

Der 2. Teil umfaßt Reflexion, Diffusion, Absorption und Sekundärstrahlung von Kathodenstrahlen. Hier wäre stellenweise größere Ausführlichkeit erwünscht gewesen, u. A. auf Kosten des dritten Teiles, um den Gesamtumfang nicht noch mehr wachsen zu lassen.

Der 3. Teil bringt ungefähr das ganze Gebiet der physikalischen Röntgenstrahlung, einschließlich der Anwendung auf die Kristallographie. Hier ließe sich stellenweise größere Kürze ohne wesentliche Beeinträchtigung des Inhalts erreichen. Bemerkt sei auch, daß bei voller Würdigung der Laueschen Entdeckung der Kristallstrukturphotographien, sie letzten Endes nur eine Bestätigung der jedem Kristallographen lange geläufigen Strukturanschauungen gegeben haben, aber leider die dringend erwünschte tiefere Kenntnis der Strukturen (z. B. Mischkristalle) bis jetzt nicht gelungen ist. Auf Seite 278 befindet sich der Text scheinbar nicht in Übereinstimmung mit der Figur.

Alles in allem treten aber diese Kleinigkeiten gegenüber dem Gesamteindruck zurück, und man kann dem Werke nur weiteste Verbreitung wünschen. Feußner.

Literaturverzeichnis.

Abraham, H. et **E. Bloch**, C. R. 168 (24), S. 1197, 1919. Sur l'entretien des oscillations mécaniques au moyen des lampes à trois électrodes.
— ebenda (26), S. 1321. Amplificateurs pour courants continus et pour courants de très basse fréquence.
Abraham, H., E. Bloch et **L. Bloch**, ebenda 169 (2), S. 59, 1919. Appareils sensibles pour les mesures en courants alternatifs.
Baumann, V. J., Prometheus 30 (24), S. 185, 1919. Der „Duplex"-Betrieb in der Radiotelegraphie.
Bethenod, J., Bull. Soc. Fr. des El. 9 (78), S. 161, 1919. Sur les machines électriques à haute fréquence et leur réglage.
Bijl, H. J. van der, Phys. Rev. 13 (4), S. 283, 1919. Thermoionic Amplifier.
— ebenda S. 311. On the Measurement of the Detection Coefficient of Thermoionic Vacuum Tubes.
Blondel, André, C. R. 168 (9), S. 439, 1919. Oscillations libres des alternateurs sur réseau à tension constante.
Bromwich, T. J. I'a., Phil. Mag. 38 (223), S. 143, 1919. Electromagnetic Waves.
Bultemann, Electrician 82 (17), S. 493, (19), S. 543, 1919. Insulating Materials.
Campbell, A., ebenda (20), S. 571, 1919. (Abstract of a communication to the Physical Society.) A Simple Tuning Fork Generator for Sine-Wave Alternating Current.

Digitized by Google

Coursey, P. R., Proc. Phys. Soc. 31 (4), S. 155, 1919. Simplified Inductance Calculations, with Special Reference to Thick Coils.
Cusins, A. G. T., Electrician 82 (17), S. 493, 1919. The Development of Army Wireless during the War.
Dadourian, H. M., Phys. Rev. 13 (5), S. 337, 1919. On the Characteristics of Electrically Operated Tuning Forks.
Eccles, W. H., Electrician 82 (16), S. 475, (17), S. 500, (18), S. 521, 1919. Nomenclature in Wireless Telegraphy.
— **and F. W. Jordan,** ebenda (24), S. 665. A Small Direct Current Motor Using Thermoionic Tubes Instead of Sliding Contacts.
— ebenda (25), S. 704. Sustaining the Vibration of a Tuning Fork by a Triode Valve.
Electrician 82 (19), S. 550, 1919 Radiotelegraphic Investigations in Connection with the Solar Eclipse of 29th May, 1919.
— ebenda 82 (23), S. 647, 1919. Demonstration of Wireless Telephony by the Marconi Company.
Electrot. Ztschr. 40 (32), S. 389, 1919. (Ref. über Wireless World, Bd. 8, S. 80.) Der Poulsen-Lichtbogen in der drahtlosen Telegraphie.
— ebenda S. 389. (Ref. über A. Campbell, Electrician 80, S. 666.) Die Messung von kleinen Induktivitäten und von Verlusten in Kondensatoren.
— ebenda (27), S. 330. Vortrag des Grafen Arco über „Röhrenverstärker und Röhrensender".
— ebenda (33), S. 408. Ref. über J. Wiesent, „Die Fortschritte der drahtlosen Telegraphie und ihre physikalischen Grundlagen".
Fuller, A. C., Electrician 82 (19), S. 536, 1919. The Fullerphone: Its Application to Military and Civil Telegraphy.
Grabscheid, J., E. u. M. 37 (26), S. 281, 1919. Erhöhung von Spannungswellen an Diskontinuitätspunkten von Freileitungen.
Hiecke, R., ebenda, (13), S. 125, (14), S. 140, 1919. Der Einfluß des Ohmschen Widerstandes auf den Verlauf von Wanderwellen.
Hohage, K., Helios 25 (25), S. 193, (26), S. 201, 1919. Über die Verwendung von Kathodenröhren in der Fernmelde- und Meßtechnik.
Hull, A. W., Phys. Rev. 13 (4), S. 292, 1919. The Crystal Structure of Carborundum.
Industrie Electrique 28 (641), S. 82, 1919. La télégraphie sans fil pendant la guerre.
Janet, P., C. R. 168 (15), S. 764, 1919. Sur une analogie électrotechnique des oscillations entretenues.
Latour, M., Bull. Soc. Fr. des El. 9 (77), S. 97, 1919. Les alternateurs à haute fréquence.
Laue, M. v., Ann. d. Phys. 59 (5), S. 465, 1919. Über die Wirkungsweise der Verstärkerröhren.
Lincke, E. P., Berlin 1919, R. Eisenschmidt. Abrüstung und Funkverkehr.
Lipmann, M. G., Ann. de phys. 12, S. 245, 1919. Lois générales de l'électromagnetisme et de l'induction dans les circuits sans résistance.
Lodge, O. J., Nature 102, S. 464, 1919. The Effect of Light on Long Ether Waves.
Mc Dowell, L. S., Phys. Rev. 13 (4), S. 288, 1919. Permanent Contact Crystal Detectors.
Nesper, E., E. u. M. 37 (14), S. 137, (15), S. 152, 1919. Fortschritte und Entwicklung der drahtlosen Telegraphie im Weltkriege, insbesondere unter Berücksichtigung der Kleinstationen.
Nusbaum, Ch., Electrician 82 (23), S. 642, 1919. Hysteresis and Eddy-Current Losses in Iron at Radio-Frequencies.

Digitized by Google

Paterson, C. G. and N. Campbell, Electrician 82 (18), S. 514, 1919. (Abstract of a Communication to the „Philosophical Magazine".) The Measurement of the Peak Potential of an Alternating Source.
Pedersen, P. O., Fysisk Tidsskrift 17, S. 45, 1918. Poulsen Buens Virkemade. Om Poulsen-Buens Teori I.
Pleck, V., Phys. Ztschr. 20 (8), S. 191, 1919. Ref. über F. Anderle, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, 4. Auflage.
Pike, Carl Eli, Phys. Rev. 13 (2), S. 102, 1919. Amplification of the Photoelectric current by Means of the Audion.
Pol, Balth. van der, Phil. Mag. 38 (223), S. 90, 1919. The Production and Measurement of Short Continuous Electromagnetic Waves.
Press, A., Proc. Inst. Rad. Eng 6 (6), S. 317, 1918. The Vertical Grounded Antenna as a Generalized Bessel's Antenna.
Schwaiger, A., Helios 25 (23), S. 177, (24), S. 185, 1919. Mechanisches Modell einer Spule.
Scott-Taggart, J., Electrician 82 (16), S. 466, 1919. A New Capacity Meter.
Turner, L. B., Electrician 83 (1), S. 4, 1919. The Oscillatory Valve Relay: A Thermoionic Trigger Device.
Wagner, K. W., Electrot. Ztschr. 40 (32), S. 383, (33), S 394, 1919. Vielfachtelephonie und Telegraphie mit schnellen Wechselströmen.
Washington, Bowden, Proc. Inst. Rad. Eng 6 (6), S. 295, 1918. On the Electrical Operation and Mechanical Design of an Impulse Excitation Multi-Spark Group Radio Transmitter.
Watson, F. R., Phys. Rev. 13 (4), S. 287, 1919. The Measurement of Small Alternating Currents by Means of a Rayleigh Resonator.
Wheeler, L. P., ebenda S. 298. Note on the Use of the Hot Cathode Vacuum Tube for the Measurement of Voltage.
Wiesent, J., Stuttgart 1919, F. Encke. Die Fortschritte der drahtlosen Telegraphie und ihre physikalischen Grundlagen.
Yagi, Hidetsugu, Proc. Inst. Rad. Eng. 6 (6), S. 323, 1919. On the Possibility of Tone Production by Rotary and Stationary Spark Gaps.
Žáček, A., Phys. Ztschr. 20 (15), S. 348, 1919. Eine Methode zur Messung von Wechselstromfrequenzen.

Mitteilungen.

Telephonieversuche mit Luftschiff „Bodensee". Am 24. September wurden während einer Fahrt des Luftschiffes „Bodensee" von Friedrichshafen nach Berlin Reichweitenversuche mit drahtloser Telephonie unternommen. Auf dem Luftschiff befand sich ein Telephonie-Röhrensender mit einer Antennen-Energie von 10 Watt, welcher an einem einfachen Luftdraht von 40 m Länge angeschlossen war. Die Gegenstation von gleicher Größe befand sich in Nürnberg und benutzte die Antennenanlage der dort befindlichen Heimatfunkenstation. Der gegenseitige Verkehr begann, als das Luftschiff in 400 m Höhe über Nürnberg hinwegflog, eine Höhe, die fast während der ganzen Fahrt beibehalten wurde. Die Sprechverständigung war beiderseitig stets einwandfrei: es konnte aber die größte Entfernung, auf die eine Verständigung möglich ist, nicht ermittelt werden, da die Luftschiffstation über Plauen die für die Schiffsleitung benötigten Wettermeldungen entgegennehmen und daher die Entfernungsversuche abbrechen mußte.

Digitized by Google

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 14. 1919. Heft 6.

Inhalt.

	Seite
Gg. Graf von Arco, Die modernen Sender ungedämpfter Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie	558
Heinrich Rausch von Traubenberg, Über die quantitative Bestimmung elektromagnetischer Strahlungsfelder in der drahtlosen Telegraphie. (Mit 3 Figuren im Text)	569
M. Vos und R. Ziegler, Über Röhrensender-Schaltungen und ihre Dimensionierung. (Mit 15 Figuren im Text)	578
R. Weller, Über die Bestimmung von Schwingungszahlen akustischer und elektrischer Schwingungen mit Hilfe der Schwebungsmethode. (Mit 3 Figuren im Text)	599
Max Wien, Über die Entstehung der Neben-Tonspektren beim Schwebungsempfang. (Mit 3 Figuren im Text)	608
E. Rüchardt, Über die Herstellung von Verstärkerröhren	619
Mitteilungen aus der Praxis:	
Dr. Eugen Nesper, Ein Wellenmesser in Taschenformat. (Mit 4 Figuren im Text)	624
Patentschau:	
H. Eales. (Mit 16 Figuren im Text).	629
Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften	647
Bücherbesprechungen	647
Mitteilungen	650

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender, Berlin-Charlottenburg, Königsweg 24,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Digitized by Google

Die modernen Sender ungedämpfter Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie.

Von Dr. phil. h. c. Gg. Graf von Arco.

Die Sender gedämpfter Schwingungen haben für mancherlei Zwecke in letzter Zeit erheblich an Bedeutung eingebüßt. Ihrer großen Einfachheit und Betriebssicherheit stehen gewisse physikalische und technische Mängel gegenüber. Bisher wurde die elektrische Qualität von Sendern fast nur nach der Intensität beurteilt. Bei den heutigen hohen Anforderungen der Betriebssicherheit und Telegraphierschnelligkeit treten diese und noch ein anderes Merkmal mehr in den Vordergrund.

Infolge der Diskontinuierlichkeit der Energie sind bei gedämpften Sendern die Amplituden bei gleicher Antennenleistung größer als bei ungedämpften Sendern. Ist doch schon bei der Welle 1000 m und bei einer Dämpfung von 0,05 und 1000 Funkenentladungen pro Sekunde der Zeitraum, in dem der Sender Energie strahlt, etwa nur halb so lang wie die darauf folgende energielose Pause! Zur Aufnahme einer gegebenen Leistung ist daher einer Antenne für diskontinuierliche Schwingungen größere Kapazität, d. h. größere Abmessung zu geben, als für kontinuierliche Energieform. Allerdings wird der Unterschied insofern verringert, als die Isolation der ungedämpften Energie bei gleicher Maximalspannung schwieriger ist, d. h. die gegebenen Isolatoren reichen bei kontinuierlicher Energie nicht für die gleiche Spannung aus, wie bei diskontinuierlicher.

Schwerer wiegt noch der nachteilige Einfluß der größeren Amplituden auf die Störungsfreiheit der Empfänger. Auf andere Sender abgestimmte benachbarte Empfänger können sich nicht frei machen, weil die gedämpfte Schwingung die sehr losen Empfängerkopplungen der ungedämpften ausschließt, also weniger selektive Empfänger erfordert. Da aber mit einer weiteren raschen Vermehrung und damit mit einer allmählichen Verdichtung der Stationsanlagen in Zukunft zu rechnen ist, würde dieser Übelstand gedämpfter Sender mit fortschreitender Entwicklung der drahtlosen Technik immer unangenehmer empfunden werden.

Eine ökonomische Ausnutzung großer Stationsanlagen ist nur bei großer täglicher Telegrammzahl möglich. Die Schnelltelegraphie ist daher ein Erfordernis für die Rentabilität einer Großstation. Auch hier ist die diskontinuierliche Energieform nachteilig, da schon bei

Digitized by Google

normaler Telegraphiergeschwindigkeit auf den Punkt des Morsealphabetes nur einige wenige Funkenentladungen entfallen. Dies setzt die Betriebssicherheit für Schnelltelegraphie sehr herab, da hierbei leicht Punkte ausfallen würden.

Allerdings haben auch die ungedämpften Sender einen Nachteil: Sie besitzen nur ein individuelles Merkmal, die Wellenlänge, während bei gedämpften daneben noch das zweite Merkmal, die Tonhöhe oder Tonfrequenz hinzukommt. Es ist daher bei gedämpften Sendern u. U. möglich, zwei Sender gleicher Wellenlänge lediglich durch ihre verschiedene Tonhöhe von einander zu unterscheiden. Indessen lassen sich ungedämpfte Sender bei bestimmten Erzeugungsmethoden auch so gestalten, daß neben der Hochfrequenz noch eine Tonfrequenz ihre Individualität kennzeichnet.

Es erscheint zunächst überraschend, daß die Vorzüge ungedämpfter Sender jetzt anerkannt werden, während sie vor 10 Jahren beim Auftreten der Bogenlampe zur Erzeugung ungedämpfter Sendeschwingungen verhältnismäßig wenig Einführung in die Praxis gefunden haben. Der Hauptgrund hierfür liegt in der enormen Verbesserung, die die Empfangsmittel in den letzten fünf Entwicklungsjahren erfahren haben. Es ist die Kathodenröhre, durch deren Anwendung die modernen Empfänger auf eine ungleich höhere Stufe der Energieausnutzung und der Selektivität gebracht wurden. Der Fortschritt ist so groß, daß man ohne Übertreibung sagen darf, daß die modernen Empfänger etwa mit dem zehnten Teil der früheren Empfangsenergie betriebssichere und gut lesbare Signale ergeben.

Die Kathodenröhre hat zunächst den Detektor als Schwingungsindikator verdrängt. Hierdurch allein ist schon eine wesentliche Empfindlichkeitssteigerung erzielt. Darüber hinaus bildet sie teils als Hochfrequenzverstärker, teils als Verstärker der niederfrequenten Strömungen (im ersten Falle vor, im andern hinter dem Detektor) ein hervorragendes Mittel, die Empfindlichkeit zu steigern und die Störungsfälle zu vermindern. Die Kathodenröhre ist aber außerdem ein Mittel, um die Dämpfung des Empfangskreises herabzusetzen und dann namentlich in Verbindung mit extrem loser Kopplung des Empfangskreises mit der Antenne die ankommenden Sendeschwingungen über viel längere Zeiten als bisher zu akkumulieren und somit die Energie zu integrieren. Unter besonders günstigen Umständen könnte die Energie eines Wellenzuges vom Sender bis zu 10000 Halbschwingungen ausgenutzt werden! In dieser heute gegebenen Möglichkeit liegt aber gleichzeitig auch die Begründung, weshalb mit der

Digitized by Google

„Poulsen-Lampe“ erzielte ungedämpfte Schwingungen in die Praxis früher nicht Eingang gefunden haben. Die für solche Akkumulierungen notwendige Konstanz war eben nicht vorhanden.

Eine so weitgehende Empfangsausnutzung war besonders Voraussetzung für die Möglichkeit, an Stelle der bisherigen großen, mehr oder weniger offenen Empfangsantennen spulen- oder rahmenartige geschlossene Kreise, wie sie Ferdinand Braun im Jahre 1913 zuerst erfolgreich angewendet hat und die nach ihm „Braunsche Rahmen-Antenne“ genannt wird, in größerem Maßstabe praktisch anzuwenden. Die scharfe Nullzone solcher Braun-Antennen in Verbindung mit der Möglichkeit, den Rahmen leicht räumlich zu drehen, gibt diesen neuen Antennenformen in bezug auf Störungen gegen die alten eine erhebliche Überlegenheit.

Störungen fremder Sender werden einerseits infolge der sehr geringen Dämpfungen, andererseits infolge des Richteffektes und der Möglichkeit, die günstigste Zone im Raume verschieden einzustellen, in weitestem Maße abgehalten. Auch atmosphärische Störungen fallen in der toten Zone und in den ihr benachbarten Bereichen aus, und selbst in der Hauptempfangsrichtung sind sie wesentlich geringer und von anderem Charakter, als bei den bisherigen mehr offenen Antennen. Während sich nämlich bei den alten Antennen die Störungen über längere Zeiträume ausdehnen, im ungünstigsten Falle sogar sich dicht aneinander reihen, treten sie bei den Braun-Antennen kurzzeitig und schlagartig auf, lassen aber viel längere Zeiträume für die Signale frei.

Als ungedämpfte Sender kommen heute folgende drei Methoden in Betracht: Die Hochfrequenzmaschine, die Bogenlampe und die Kathodenröhre.

Für die größten Energien kommt allein die Hochfrequenzmaschine in Frage, denn eine Begrenzung der herstellbaren Leistung ist hier im maschinellen Teil überhaupt nicht mehr vorhanden.

Es lassen sich nämlich nicht nur beliebig große Maschinen herstellen, die Maschinen lassen sich auch wie in der Starkstromtechnik in bequemer Weise parallel schalten. Dies gewährt noch weiter den bekannten Vorteil, die Station auf billige Weise mit einem oder mehreren Reserve-Aggregaten ausstatten zu können.

Die Grenze einer Station ist hier durch die Größe der Antenne und ihre Kosten gegeben. Infolge der Unbegrenztheit der herstellbaren Schwingungsenergie ist bei Anwendung der Hochfrequenzmaschine in bezug auf die Ausgestaltung der Antenne ein größerer Spielraum gewonnen worden als bisher. Wenn man nämlich die Antennenhöhe

Digitized by Google

reduziert und ihre Fläche und damit ihre Kapazität gleichzeitig so erhöht, daß man entsprechend den verringerten Strahlungswirkungsgraden die Leistung genügend steigert, so erhält man zahllose Möglichkeiten, die verlangte Strahlung herzustellen, entweder mit hoher und kostspieligerer Antenne bei kleinerer Maschinenleistung, oder mit niedrigerer und billigerer Antenne bei höherer Maschinenleistung. Je nach den örtlichen Bedingungen der Bauverhältnisse, der Stromerzeugung usw. wird sich für den betreffenden Fall der Ausstrahlung der Antenne und Leistung der Maschinen ein Optimum finden lassen.

Bei den bisher bekannten Maschinen hängt die Wellenlänge von der Umlaufzahl des Generators ab und schwankt mit dieser. Den hohen Anforderungen des Empfängers an Wellenkonstanz ist man auf das Vollkommenste durch Anwendung sehr fein arbeitender automatischer Apparate zur Touren-Konstanthaltung gerecht geworden. Während man bei den älteren primitiven Empfängern noch $1\,^0/_0$ Schwankung als zulässig ansah, und damit in ungünstigen Fällen die Energie-Akkumulierung im Empfänger auf nur 30 Schwingungen begrenzte, ergeben die neueren Anlagen mit automatischer Regulierung höchstens noch Schwankungen von $^1/_{10}\,^0/_0$. Sehr wesentlich ist auch die Wirtschaftlichkeit der Anlage dadurch gesteigert worden, daß das Tasten der Signale, wie bei den alten Funkenstationen, zwischen Vollast und Leerlauf erfolgt und die Motorleistung dadurch nur einen Mittelwert zwischen Vollast und Leerlauf darstellt. Der totale Wirkungsgrad, der schon beim Dauerstrich, und zwar gemessen zwischen Motorleistung und angegebener Antennenleistung, $60\,^0/_0$ und mehr betrug, wird durch dieses Tastverfahren noch wesentlich verbessert. Gerade bei großen Anlagen, deren Rentabilität nur bei sehr regem Telegraphierbetrieb erreichbar ist, hat der Stromverbrauch einen sehr großen Einfluß auf die Ökonomie der gesamten Anlage. Die Einfachheit einer Maschinenanlage, ihre in fast allen Teilen automatische Betriebsweise, die hohe Ökonomie im Energieumsatz, ihre Bemessung auf 24 stündigen und längeren Dauerbetrieb, sind alles Merkmale, die diese Sendetype speziell und fast ausschließlich für Großstationen mit großen Telegraphierleistungen, vor allen Dingen auch für Schnelltelegraphie, geeignet machen. Eine solche Anlage arbeitet mit der gleichen Betriebssicherheit und Präzision, wie die Zentrale eines Licht- oder Kraftwerkes.

Wenn speziell eine Maschinenanordnung gewählt ist, bei der in der Maschine eine niedrige Frequenz hergestellt wird, und die eigent-

Digitized by Google

liche Hochfrequenz in ruhenden Transformatoren meist in mehreren Stufen umgeformt wird, so ergibt sich in diesen Transformatoren ein vorzügliches Mittel, um, wenn gewünscht, die kontinuierliche Hochfrequenzenergie in eine solche mit einer zweiten Periodizität und zwar von der Frequenz eines hörbaren Tones umzuformen, d. h. solche Einrichtungen können gleichzeitig tönend senden oder für drahtlose Telephonie ausgenutzt werden. Die zahlreich vorhandenen, für tönende Funken hergestellten Empfangsapparate behalten auf diese Weise ihren Wert, wenn auch natürlich nicht unter gleicher Ausnutzung der Sendeenergie, wie die modernen Empfangsapparate, und zwar sind sie demnach verwendbar ebenso für Telegraphie wie für Telephonie.

Ein moderner Maschinensender beschränkt sich auch bezüglich der Wellenskala nicht mehr auf einige wenige feste Wellen. Neben der Verdopplung, Verdreifachung, Versechsfachung, d. h. jeder beliebigen Vervielfachung der Grundperiode der Maschine, läßt sich jede so hergestellte Wellenstufe kontinuierlich um ca. 20 % verlängern. Nehmen wir z. B. eine Grundperiode von 6000 = 50 km Welle an, so ergeben sich folgende kontinuierliche Wellenbereiche:

30	km	bis	25	km
20	„	„	16,7	„
13	„	„	12,5	„
10	„	„	8,3	„
7,5	„	„	6,2	„

Eine gewisse Veränderungsmöglichkeit der Wellenstufen ist schon deshalb wichtig, falls bei künftiger Häufung von Stationen eine internationale Regelung auch für Großstationen dieses vorschreiben sollte. Die mit der Maschine mögliche Variation ist für alle praktisch denkbaren Fälle jetzt schon ausreichend. Sie kann außerdem durch Zwischenschaltung eines Netzperiodenumformers beliebig ausgedehnt werden.

Die zweite Sendemethode beruht auf der Bogenlampe, welche in den letzten Jahren namentlich durch die sogenannte Kondensatorschaltung nach Qualität und Quantität der Schwingungen wesentlich verbessert worden ist. Die Bogenlampe für große Leistung stellt einen einzigartigen Fall in der Starkstromtechnik dar, wo in einem Lichtbogen von relativ kleinem Volumen große Leistungen von 100 kW und mehr umgeformt werden. So verblüffend die Möglichkeit unter den genannten Umständen ist, so bleibt natürlich die Schwierigkeit bestehen, die relativ große Verlustenergie, die im Umformungsprozeß

Digitized by Google

auftritt (z. B. bei 100 kW und 40—50% Wirkungsgrad eine Verlustwärme von 50—60 kW), abzuführen und einen Zustand der Überhitzung im Dauerbetrieb auszuschalten. Diese Aufgabe scheint und ist auch wohl unlösbar. Ebenso unlösbar ist die Parallelschaltung von Bogenlampensendern. Die praktische Lösung für die Unterbringung großer Energien ist ein Kompromiß, nämlich die Ablösung eines Umformers im Zeitpunkt, wo die zulässige Maximaltemperatur erreicht ist, durch einen Reserveumformer. Diese Umschaltung muß in der Regel jede Stunde erfolgen und bedeutet, daß jede Bogenlampenstation grundsätzlich aus zwei Generatoren bestehen muß, deren jeder die volle Leistung hat. Immerhin bleibt es ein Triumph der betreffenden neuen hauptsächlich amerikanischen Konstruktion, es möglich gemacht zu haben, daß ein Lichtbogen etwa eine Stunde lang die Umformerleistung ohne Unterbrechung hergibt. Es ist ohne weiteres klar, daß in dieser Hinsicht das Prinzip des Lichtbogens als Umformer der maschinellen Umformung oder derjenigen in den Kathodenröhren, bei denen zur Ableitung der Verlustleistung die notwendigen Volumina und Oberflächen vorgesehen sind, niemals gleichkommen kann. Fast ebenso eigenartig wie vom Standpunkte der Wärmeabführung ist die Bogenlampe auch, wenn man sie hinsichtlich der Konstanz der Schwingungen betrachtet. Auch hier sind dank der neuen Kondensatorschaltung große Verbesserungen erreicht worden. Physikalisch bleibt aber die Tatsache bestehen, daß die Frequenz, wenn auch in verringertem Maße, von der Länge des Lichtbogens in Abhängigkeit steht, und daß dieser zwischen einer Metall- und einer Kohlenelektrode gebildet wird, wobei die Kohle in Weißglut gerät und dementsprechend einer raschen Veränderung unterworfen ist. Nun sind aber, wie bei den Empfängern dargelegt wurde, die Anforderungen an die Konstanz der Frequenz und auch der Amplitude erheblich gesteigert worden. Während man früher die Qualität der Bogenlampenschwingungen als ausreichend ansah, wenn ein rotierendes Geißler-Rohr, von der Hochfrequenz erregt, ein kontinuierlich leuchtendes Band zeigte, dient heute zur Analyse des Schwingungszustandes ein Schwebungsverfahren, bei dem sich Amplituden oder Frequenzschwankungen sich als Tonunreinheiten oder Schwankungen der Tonhöhe darstellen. Das schärfste aller Kriterien aber ist ein Empfangskreis von so geringer Dämpfung, daß eine oder mehrere tausend Schwingungen im Empfänger akkumuliert werden und so die Gesamtintensität festgestellt wird Diese mit fortschreitender Entwicklung des Empfängers immer schärfer werdenden Bedingungen kann natürlich auch die beste Lampenkonstruktion,

Digitized by Google

namentlich im Dauerbetrieb, nicht in dem Maße erfüllen, wie Maschine oder Kathodenröhre als Generator.

In den physikalischen Elementarvorgängen der Lampe liegt der Grund, daß die in der Antenne erzeugten Schwingungen keine reine Sinusform haben, d. h. Oberschwingungen enthalten. Diesen Nachteil teilt die Bogenlampe mit den übrigen bekannten Erzeugungsmethoden, mit dem Unterschied allerdings, daß bei der Bogenlampe die Oberwellen im allgemeinen am stärksten ausgeprägt sind. Selbst bei einer geringen Stationsdichte auf der Erde und damit bei einem großen Stationsabstand zwischen einer Sende- und einer nicht zugehörigen, in der Nähe gelegenen Empfangsstation werden die Folgen der Oberschwingungen mehr und mehr störend bemerkbar. Auch wenn nur $^1/_{10}$ %, ja noch weniger der Gesamtleistung in den Oberschwingungen auftritt, ist die Strahlung der Oberschwingungen relativ stark, weil sie sehr kurz sind. Darum wird man sich dazu entschließen müssen, in Gegenden mit dichter Stationsbesetzung besondere technische Mittel anzuwenden, um die Oberschwingungen wieder zu beseitigen. Hierdurch wird einer der Hauptvorzüge der Lampensender, die große Einfachheit der Lampe und der notwendigen elektrischen Zusatzapparate, teilweise aufgehoben. Was an Schwingungskreisen bei der Lampe gespart wird, wird durch die Apparatur für Mittel zur Beseitigung von Oberwellen wieder ausgeglichen.

Es bleibt aber für die Lampe der große Vorzug eines außerordentlich leichten Wellenwechsels und sicher ist dieser Vorzug nicht zu unterschätzen, soweit es sich um einzelne provisorische Stationen handelt, namentlich für militärische Zwecke. Anders aber stellt sich das Bild, wenn man annimmt, daß die Bogenlampe eine Station bildet in einem großen internationalen Stationsnetz. Hier ist an einen beliebigen und häufigen Wellenwechsel natürlich nicht mehr zu denken. Jede Station in dem Netz wird eine Welle erhalten, die so bemessen ist, daß der Sender einerseits möglichst wenig zahlreiche benachbarte Empfänger, die zu anderen Sendestationen gehören, stört, und die ferner so bemessen ist, daß die zugehörigen Empfänger von anderen benachbarten nicht zugehörigen Sendestationen möglichst wenig gestört werden. Das eine große internationale Stationsnetz stellt also einen äußerst komplizierten Komplex dar, in welchem jede einzelne Station auf sehr viele andere Stationen Rücksicht zu nehmen hat und wo für jede Station die Wellenlänge nicht nach dem Optimum der Strahlung oder dergleichen, sondern nach den allgemein für das ganze Netz gültigen Organisations- und Betriebsrücksichten gewählt werden muß.

Digitized by Google

Die Möglichkeit des Wellenwechsels wird zwar notwendig sein, aber immer zu den größten Seltenheiten gehören. Für ein solches Stationsnetz gilt etwa der gleiche Grundsatz, wie für jeden lebenden Organismus: Je höher die Entwicklungsstufe und je höher die Komplikation des Organismus, um so geringer die Freiheit seiner Elemente, d. h. seiner Zellen oder bei dem vorliegenden Beispiel seiner Stationen — und um so größer die wechselseitige Gebundenheit.

Als Tastverfahren bedient sich die Bogenlampe einer Methode, bei welcher die Signale gegen die Pausen durch eine Verstimmung der Wellenlänge hervorgerufen werden, wobei aber die Leistung und Ausstrahlung (bei veränderter Wellenlänge) auch während der Pause konstant bleibt. Diese Methode dürfte in einem modernen Stationsnetz auf erhebliche Unzuträglichkeiten stoßen, denn die in den Pausen vorhandenen Störungswellen erschweren natürlich in erheblichem Maße die Ausnutzung eines verfügbaren Wellenbereichs innerhalb eines Stationsnetzes, weil sie gewissermaßen die Zahl der durch Abstimmung oder andere Mittel auszuscheidenden Sender verdoppeln.

Der Bogenlampensender stört nicht nur den Empfang eines fremden ungedämpften Senders durch seine Verstimmungswelle, auch der Empfang der eigenen Bogenlampenstation ist durch die Verstimmungswelle, die er mitsendet, erschwert, da die Verstimmung nur wenige Prozent oder Bruchteile eines Prozentes beträgt und der Schwebungsempfang nur nach derjenigen Richtung ausgenutzt werden kann, welche auf der der Verstimmungswelle entgegengesetzten Seite liegt.

Würde dagegen bei Empfang von einem Maschinensender die für den Schwebungsempfang einzustellende größere Überlagerungswelle in den Bereich eines benachbarten Senders kommen, so stellt man den Überlagerer auf eine Welle ein, die kleiner ist, als die Empfangswelle, und umgekehrt. Man hat also die doppelte Chance, sich störungsfrei zu machen.

Für besonders große Leistungen im Telegraphierbetriebe, insbesondere für Schnelltelegraphie, sind natürlich ferner Bogenlampen schon deshalb weniger geeignet, weil die nach einer bestimmten Betriebszeit stets notwendige Umschaltung der Betriebslampe auf die Reservelampe und ferner die hin und wieder notwendigen Nachstellungen des Bogens bei Schnellbetrieb den Ausfall von erheblichen Wortleistungen zur Folge haben. Auch der Stromverbrauch kann mit den anderen Methoden nicht konkurrieren, selbst wenn der Wirkungsgrad bei Dauerstrich von derselben Größenordnung wie bei den andern Erzeugungsmethoden wäre. Denn es ist unmöglich, bei der Bogen-

Digitized by Google

lampe das Tasten von Voll auf Leer auszuführen und damit die mittlere Betriebsleistung auf etwa die Hälfte der Leistung im Dauerstrich herabzudrücken. Auch in dieser Hinsicht qualifiziert sich die Lampe mehr nach der Richtung einer provisorischen (etwa militärischen) Station und nicht als moderne ökonomische Großstation für Schnellbetriebe.

Die vielseitigste und nach verschiedenen Richtungen hin idealste Methode der Schwingungserzeugung ist diejenige durch die Kathodenröhren. Nachdem es festgestellt war, daß sie elektrische Ströme selbst der höchsten Schwingungszahlen einwandsfrei verstärkten, daß also keine Trägheit in den Röhren bei den vorkommenden Frequenzen wahrzunehmen seien, gelang es Alexander Meißner, ein Verfahren zu finden, um die in einem Schwingungskreise durch Stoßerregung beim Anlegen einer Spannung entstehenden Schwingungen mittels der Röhre als Starkstrom-Hochfrequenz-Verstärkung dauernd aufrecht zu erhalten, und zwar dadurch, daß ein kleinerer Energiebetrag dem Schwingungskreis entnommen und zur Steuerung des Gitters der Röhre benutzt wurde. So verschiedenartig die Schaltungen auch ausgeführt werden können, stets bleibt in allen praktisch in Betracht kommenden Fällen das Merkmal, daß eine Gittersteuerung durch aus dem Schwingungskreise entnommene Energie stattfindet.

Es ist natürlich dabei ganz gleichgültig, ob diese Energierückführung durch äußere Leitungsbahnen und mittels sichtbarer Kopplungsorgane stattfindet, oder ob die inneren Verhältnisse der Röhre, ihre Kapazität oder ihr innerer Widerstand, zur Rückführung der Energie ausgenutzt werden. Die Hauptmerkmale der Erzeugungsmethode sind die absolute Konstanz der Amplituden und Schwingungszahlen, welche fast ausschließlich durch die Daten des Schwingungskreises gegeben sind.

Allerdings ist die Voraussetzung dabei, daß die Heizung der Kathode und die Spannung der Anode im Betriebe, namentlich die erstere, tunlichst konstant bleibt. Da mit der Temperatur des Fadens die Elektronen-Emission sehr rasch ansteigt und bei einer Beanspruchung des Fadens von etwa 1000 Brennstunden die Temperatur sich bei selbst kleinen Heizstromänderungen sehr rasch verändert, ist die Konstanthaltung des Heizstromes eine in der Tat sehr schwierige technische Aufgabe. Solange die Heizströme nach dem Ausschlag von Meßinstrumenten durch Handregulierung konstant gehalten werden mußten, ist durch die unvermeidlichen Fehler ein sehr häufiges Durch-

Digitized by Google

brennen nach viel kürzerer Lebensdauer festgestellt worden. Dies hat sich in dem Moment geändert, als man namentlich bei Röhren größerer Leistung grundsätzlich von der Gleichstrom- zur Wechselstromheizung überging. Bei dieser lassen sich selbst bei erheblichen Umdrehungs- und damit Periodenschwankungen des Wechselstromes auf automatische Weise außerordentlich konstante Heiztemperaturen erzielen, so daß alle Handnachstellungen auf Grund von Messungen des Bedienungspersonals vollkommen wegfallen. Hierdurch werden Überbeanspruchungen des Fadens vermieden und die Lebensdauer der Röhre wesentlich gesteigert, so daß jetzt schon mit solchen von 500 bis 1000 Stunden und mehr gerechnet werden kann. Die Anwendung des Wechselstroms in Verbindung mit Hochspannungs-Gleichrichtern bietet außerdem noch ein sehr wichtiges Mittel, um die für große Energien nötige hohe Anodenspannung herzustellen, und ferner bietet dieses Verfahren die Möglichkeit, die Stromanlagen alter Funkenstationen beim Übergang zu ungedämpften Schwingungen verwerten zu können. Der Wellenbereich erstreckt sich von einigen wenigen Schwingungen pro Sekunde durch die ganze Skala der üblichen Hochfrequenzschwingungen hindurch, bis zu vielen Millionen pro Sekunde, d. h. bis zu solchen Schwingungen, die für Hertzsche Spiegelanordnungen noch ausgenutzt werden können. Welch große Bedeutung die absolute Konstanz der Schwingungszahlen für die modernen Empfänger mit sich bringt, ist oben bereits erörtert worden.

Die bisher größten Leistungen für eine einzelne Röhre, deren Volumen durch die Glastechnik begrenzt ist, bewegen sich zwischen 4 und 5 kW. Trotzdem ist, wie die auch in den Fachzeitschriften veröffentlichten amerikanischen Versuche von Washington nach dem Eiffelturm gezeigt haben, und wie es durch weitere systematische Versuche bei der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Telefunken) bestätigt worden ist, möglich, eine große Anzahl von Röhren parallel zu schalten und so eine Gesamtleistung zu erhalten, die gleich der Summe der Einzelleistungen der Röhre ist. Allerdings mußte, um eine Zahl von 10, 20 oder mehr Röhren zu einer stabilen Parallelschaltung zu bringen, eine Reihe von Bedingungen erfüllt werden, sowohl was die Ausgestaltung der einzelnen Röhren anbetrifft, wie auch die Art ihres Zusammenbaues. Aber die Parallelschaltung ist heute möglich und auch ökonomisch vorteilhaft, weil ja bekanntlich der Wirkungsgrad der Röhre im Gegensatz zum Wirkungsgrad von Maschinen und ähnlichen Einrichtungen nicht mit zunehmender Leistung immer günstiger wird, sondern im wesentlichen konstant bleibt und etwa 50% beträgt.

Digitized by Google

Die sehr konstanten Verhältnisse der Röhre und der Umstand, daß bei jeder Schaltung Veränderungen im Wellenbereich nach allen Richtungen hin vorgenommen werden können, haben es mit sich gebracht, daß die physikalischen Einzelgrößen sowohl bei der kompletten Schaltung, als auch in der Röhre selber auf das Genaueste einzeln verfolgt werden können. Dies hat trotz der Neuheit der Röhre als Schwingungserzeuger heute schon dazu geführt, die Vorgänge in den Röhrensendern nach allen Richtungen hin zu analysieren und voraus zu berechnen. Ein ähnlicher Grad der Aufklärung der theoretischen Grundlagen ist selbst auf dem Gebiete der Funkenerregung heute noch nicht erreicht worden.

Bei großen Leistungen kommt der Vorteil auch recht wesentlich in Betracht, daß das Tasten der Kathodenröhrensender ebenso wie bei Funkensendern in einfachster Weise zwischen Vollast und Leer durchgeführt werden kann, so daß die mittlere Leistung beim Telegraphieren weit unter der Leistung beim Strich zurückbleibt. Für Schnelltelegraphie ist diese Art des Tastens mit keinerlei Schwierigkeiten verbunden.

Ebenso leicht wie bei der Hochfrequenzmaschine, läßt sich auch hier dem Hochfrequenzstrom eine Tonfrequenz überlagern und deren Periodenzahl in weiten Grenzen ändern, so daß auch Röhrensender als tönende Sender herstellbar sind. Gerade bei Wechselstromspeisung ergibt sich diese Möglichkeit in einfachster Weise durch Fortlassen des Gleichrichters. Ebenso wie bei der Maschine, ist es daher auch leicht, die Sender für Telephoniezwecke zu benutzen, und zwar am zweckmäßigsten in der Weise, daß die Sprechenergie möglichst direkt dem Gitter zugeführt wird.

Wir haben gesehen, daß jeder der verschiedenen Sender seine Vorzüge und seine Nachteile hat, so daß es auf den ersten Blick schwierig erscheinen möchte, die richtige Wahl zu treffen. Dies ist aber nur scheinbar, denn in Wirklichkeit, wenn es sich darum handelt, eine bestimmte Aufgabe bei höchster Ökonomie zu lösen, wird kaum ein Zweifel darüber sein, welcher Methode man den Vorzug zu geben hat.

Für Großstationen, welche nicht militärischen Zwecken dienen, sondern sich durch die Telegrammeinnahmen rentieren sollen, ist dasjenige Verfahren anzuwenden, welches bei geringstem Stromverbrauch die geringsten Betriebsstörungen und daher die größtmögliche Ausnutzung für Schnelltelegraphie ermöglicht. Dies ist ohne jeden Zweifel die Maschine. Also wird die Maschine überall dort, wo

Digitized by Google

es auf Schnelltelegraphie bei täglich über lange Zeiträume fortlaufendem Betrieb ankommt, und wo die Wellenlängen groß sind (größer als 3—4 km), die zweckmäßigste Erzeugungsmethode sein, d. h., für alle kommerziellen Zwecke bei Entfernungen von 3000 und mehr Kilometern. Die Bogenlampe wird die Maschine dann ersetzen, wenn geringere Forderungen an die Telegraphierleistungen gestellt werden, so daß häufige kurze Unterbrechungen, vorübergehende Wellenschwankungen u. dgl. für die Rentabilität nicht ins Gewicht fallen.

Für den Nachrichtenaustausch bei kleinen und mittleren Entfernungen, insbesondere mittels Telephonie, beherrscht heute schon die Röhre fast ausschließlich das Feld. Aber auch für größere Entfernungen von einigen hundert bis zu 2—3000 km erweist sich bei Telegraphie heute ebenfalls die Röhre wegen ihres störungsfreien Arbeitens und wegen der weitgehenden Ausnutzung ihrer ganz konstanten Strahlung durch die modernen Empfänger als den anderen Methoden überlegen. Der hiernach der Bogenlampe verbleibende Bereich zwischen Maschine und Röhre wird in dem Maße mehr der Bogenlampe reserviert sein, je geringer die Stationsdichte ist und je weniger hohe Wortleistungen gefordert werden.

Über die quantitative Bestimmung elektromagnetischer Strahlungsfelder in der drahtlosen Telegraphie.

Von **Heinrich Rausch von Traubenberg.**

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. [Telefunken] in Berlin.)

1.

Der Zweck der vorliegenden Untersuchung bestand darin, ein Verfahren auszuarbeiten, um die Stärke eines elektromagnetischen Strahlungsfeldes in einem beliebigen Punkte quantitativ zu bestimmen.

Aus der zahlenmäßigen Kenntnis der elektromagnetischen Feldvektoren E und H läßt sich die von einer Gebeantenne insgesamt in Form von elektromagnetischer Strahlung emittierte Energie berechnen. Bei bekanntem Sendestrom in der Antenne kann man hieraus weiter den Strahlungswiderstand und Strahlungsleistung der Antenne ermitteln und damit auch die effektive Strahlungshöhe der Antenne (Formfaktor).

Ist endlich der Gesamtwiderstand der Antenne bei bekanntem

Digitized by Google

Strahlungswiderstand gegeben, so läßt sich der Nutzeffekt der Antenne ohne weiteres bestimmen. Bei modernen Großstationen, die einen Energieaufwand von vielen 100 Kilowatt haben, spielt der Nutzeffekt der Antenne eine ganz wesentliche Rolle, aber auch bei kleinen Stationen (transportable), deren primäre Energiequellen möglichst leicht sein sollen, kommt es auf Antennen von großem Nutzeffekt an.

Das Strahlungsfeld einer Antenne muß notwendig eine rechnerisch zu erfassende Größe sein.

Es wird in Zukunft besonders bei der Abnahme von Großstationen von Wichtigkeit sein, geeignete Formen für die zu erfüllenden Leistungsgarantien drahtloser Stationen auszuarbeiten. Die Methoden, nach denen bis jetzt die Garantien gegenüber dem Abnehmer erfolgten, lassen es an Eindeutigkeit und Klarheit fehlen. Es kommt für den Abnehmer in erster Linie nicht auf die in der Antenne umgesetzte Leistung an, sondern vor allem auf die in bestimmter Kurvenform und Frequenz ausgestrahlte Leistung.

In zweiter Linie muß der Gesamtwiderstand der Antenne unter einem gewissen Betrage bleiben, um dem Abnehmer die Gewähr zu geben, daß der Nutzeffekt der Anlage ein entsprechend guter ist, und der Abnehmer nicht genötigt ist, seine Primärenergie unnütz in Joule'schen Verlusten im Antennengebilde selbst und im Erdungsnetz zu vergeuden.

Andererseits muß die liefernde Firma möglichst von der Forderung befreit werden, daß sie unter allen Umständen die sichere telegraphische Verständigung zwischen zwei fraglichen Stationen garantiert, weil der Einfluß von Tag und Nacht, lokale atmosphärische Störungen an der Empfangsseite, das Ausarbeiten eindeutiger Reichweitegarantien zur Unmöglichkeit machen.

Von Prof. Braun sind die theoretischen und experimentellen Grundlagen zur absoluten Messung elektromagnetischer Strahlungsfelder im Jahrbuch für drahtlose Telegraphie 8, 1914, S. 1—34 und S. 132—139 in zwei Abhandlungen, betitelt „Über den Ersatz der offenen Strombahnen in der drahtlosen Telegraphie durch geschlossene" und „Eine absolute Messung des vom Eiffelturm ausstrahlenden Feldes in Straßburg" gegeben worden.

In diesen beiden ausgezeichneten grundlegenden Abhandlungen ist der klare Weg gezeigt, um die in der Einleitung gestellten Aufgaben zu lösen.

Vom Verfasser wurde das Verfahren für ungedämpfte Wellen

Digitized by Google

ausgearbeitet, durch eine direkte Meßmethode für starke Felder vereinfacht und die theoretischen Beziehungen besonders durch die freundliche Mithilfe von Herrn Prof. Max Born und des Ingenieurs der Telefunken-Gesellschaft Herrn Korvettenkapitän a. D. Betz einheitlich dargestellt. Herr Oberingenieur E. Reinhard übernahm in dankenswerter Weise die Konstruktion und Aufstellung der notwendigen Apparaturen und beteiligte sich auch an vielen praktischen Messungen.

Um die Übersicht und Einheitlichkeit der Darstellung zu erleichtern, sind viele theoretische Beziehungen und experimentelle Anordnungen, die sich bereits in den Braunschen Arbeiten finden, hier nochmals aufgeführt, ohne daß im Text besonders darauf hingewiesen wurde.

2. Ableitung der theoretischen Grundlagen.

Gegeben sei eine ungedämpfte strahlende Sendeantenne, die ausgestrahlte Energie wandert in Form von elektromagnetischen Wellen in den Raum hinaus. Es strömt pro Sekunde durch den Quadratzentimeter die Energie

$$S = \frac{c}{4\pi} H^2$$

$$H = H_0 \sin 2\pi N t; \quad H_{\text{eff}} = \frac{H_0}{\sqrt{2}} \tag{1}$$

$$S_0 = \frac{c}{8\pi} H_0^2$$

Der magnetische Vektor H ist nun im ganzen Strahlungsfelde (für Punkte R = konst.) nicht konstant, sondern hat in der Äquatorialebene einen größeren Wert wie in beliebigen Richtungen.

Wir bezeichnen mit $\bar{H}_0$ den maximalen magnetischen Vektor in der Äquatorialebene; der direkten Messung zugänglich ist $\bar{H}_0$ (wenn man von Ballonmessungen absieht) im Abstand R von der Strahlungsquelle.

Die Strahlung pro Fläche l in der Äquatorialebene wird

$$S_0 = \frac{c}{8\pi} H_0^2$$

Die Strahlung pro Fläche l in beliebiger Richtung

$$S_0 = \frac{c}{8\pi} \bar{H}_0^2 \sin^2 \varphi$$

Digitized by Google

Die gesamte in allen Richtungen durch die Kugel vom Radius R gestrahlte Energie pro Sekunde wird dann

$$E_{ges} = \frac{c}{8\pi} \bar{H}_0^2 R^2 \int_{\text{Kugel}} \sin^2 \varphi \, df$$

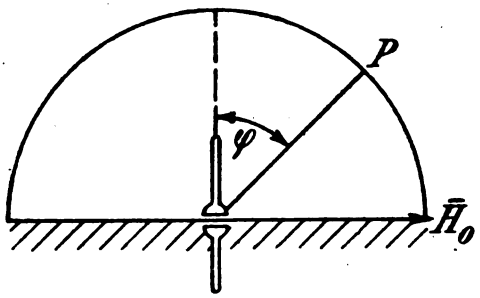


Fig. 1.

Die Auswertung ergibt:

$$E_{ges} = \frac{c}{3} \bar{H}_0^2 R^2 \text{ Erg/sec.} \tag{2}$$

$$E_{ges} = \frac{c}{3} \bar{H}_0^2 R^2 \cdot 10^{-7} \text{ Watt} \tag{2'}$$

Berechnung des Strahlungswiderstandes w_Σ der Antenne. Bedeutet h die Höhe der Antenne, λ die Wellenlänge, J_0 den Maximalstrom in der Antenne, α den Formfaktor, so wird

$$\bar{H}_0 = 2\pi \left(\frac{\alpha h}{\lambda}\right) \frac{J_0}{R} \tag{3}$$

Setzen wir diesen Wert in (2) ein, so erhalten wir

$$E_{ges} = \frac{4\pi^2 c}{3} \left(\frac{\alpha h}{\lambda}\right)^2 \cdot J_0^2 \tag{4}$$

andererseits können wir setzen:

$$E_{ges} = J_{eff}^2 \cdot w_\Sigma \tag{5}$$

$$w_\Sigma = \frac{2}{3} c \frac{\bar{H}_0^2 R^2}{J_0^2} \text{ cgs} = \frac{20 \bar{H}_0^2 R^2}{J_0^2 \text{ cgs}} \text{ Ohm} \tag{6}$$

erstrecken wir die Integration bei Berechnung von E_{ges} nicht auf die Vollkugel, sondern nur auf die Halbkugel, was notwendig wird, wenn der Boden als Leiter anzusehen ist, so erhalten wir:

Digitized by Google

$$E_{ges} = \frac{c}{6} \bar{H}_0^2 R^2 \cdot 10^{-7} \text{ Watt} \tag{7}$$

$$E_{ges} = \frac{8\pi^2 c}{3} \left(\frac{\alpha h}{\lambda}\right)^2 J_0^2 \tag{8}$$

$$w_\Sigma = \frac{10 \bar{H}_0^2 \text{ cgs } R^2 \text{ cm}}{J_0^2 \text{ cgs}} \text{ Ohm} \tag{9}$$

Die Formeln (7), (8) und (9) geben uns alle Daten, um bei bekanntem H_0 und bekanntem J_0 die gesamte ausgestrahlte Energie, den Formfaktor und den Strahlungswiderstand der Antenne zu ermitteln.

Die Bestimmung von H_0 (nach Braun).

In Fig. 2 bedeutet A die Sendeantenne, im Abstand R von ihr befindet sich in der Zeichenebene ein Drahtrechteck von der Höhe b und der Länge a.

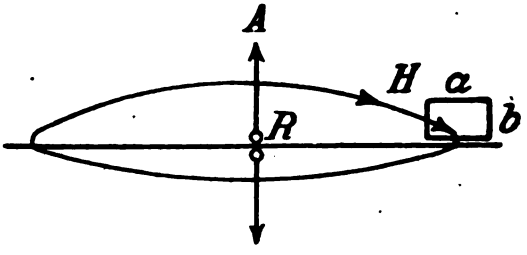


Fig 2.

Die magnetischen Kraftlinien durchdringen das Rechteck, welches wir als Probespule bezeichnen wollen, senkrecht zu ihrer Fläche und induzieren in ihr eine elektromotorische Kraft:

$$E_0 = 2\pi N F \bar{H}_0 \tag{10}$$

F ist die Windungsfläche der Spule, N die Frequenz der Schwingung. Die Messung von $\bar{H}_0$ läuft somit auf eine Messung der in der Spule induzierten Spannung E_0 hinaus. Zur Bestimmung von E_0 wurden zwei Verfahren angewandt, ein direktes und ein indirektes.

a) Das direkte Verfahren.

Denken wir uns die Probespule in Serie mit einem variablen Kondensator geschaltet, so läßt sich dieser Schwingungskreis auf die Grundschwingung des Strahlungsfeldes abstimmen, läßt sich nun weiter der induzierte Strom i in diesem Schwingungskreise in absolutem

Digitized by Google

Maße messen, ist weiter der effektive Widerstand w desselben bekannt, so erhält man:

$$E_{\text{eff}} = i_{\text{eff}} w \tag{11}$$

und mit Berücksichtigung von (10)

$$\bar{H}_0 = \frac{i_{\text{eff}}\,\text{cgs} \cdot \sqrt{2} \cdot w\,\text{cgs}}{2\pi N F\,\text{qcm}} \tag{12}$$

b) Das indirekte Verfahren.

Die Probespule wird wieder mit Kondensator auf die Frequenz des Strahlungsfeldes abgestimmt. Ein sehr empfindlicher Detektor ist mit der Spule lose gekoppelt; ein mit dem Detektor verbundenes Galvanometer (eventuell unter Verwendung von Verstärkern) gebe beim Senden der zu untersuchenden Station einen Ausschlag α. Nun wird das Senden unterbrochen und die Probespule mit einer Hilfsspule angeregt. Die Frequenz des Hilfsspulenstromes sei dieselbe wie die des untersuchenden Feldes, die Stärke dieses Stromes sei bekannt und gerade so groß gewählt, daß in der Probespule dieselbe E.M.K. also auch derselbe Ausschlag erzeugt werde wie bei Felderregung. Die Methode läuft hierbei darauf hinaus, das unbekannte zu untersuchende magnetische Feld durch ein bekanntes zu ersetzen. Dazu ist noch notwendig, die gegenseitige Induktion P_{12} der beiden Spulen zu kennen, die sich aber nach der Formel (13) für quadratische Spulen berechnen läßt:

$$P_{12} = 8\left[a \log \text{nat.}\left(\frac{a+\sqrt{a^2+d^2}}{a+\sqrt{2a^2+d^2}} \cdot \frac{\sqrt{a^2+d^2}}{d}\right)\right] + 8\left[\sqrt{2a^2+d^2} - 2\sqrt{a^2+d^2} + d\right] \tag{13}$$

a bedeutet die Kantenlänge des Quadrates, d den Abstand der Spulen.

Haben die Spulen statt einer Windung, Z_1 und Z_2 Windungen, so ist der Ausdruck P_{12} mit Z_1 und Z_2 zu multiplizieren. Im beigefügten Diagramm Fig. 3 ist P_{12} für 30 Windungen der Probespule und 1 Windung der Eichspule von je 3×3 Meter als Funktion des Abstandes der Spulen graphisch dargestellt. Ist i_{eff} der effektive Strom in der Eichspule, F die Windungsfläche der Probespule, so wird:

$$\bar{H}_0 = \frac{P_{12}\sqrt{2}\, i_{\text{eff}}\,\text{cgs}}{F} \tag{14}$$

Digitized by Google

3. Die praktischen Messungen.

1. Direktes Verfahren.

Das direkte Verfahren eignet sich besonders zum Messen stärkerer Strahlungsfelder ($\overline{H}_0$ bis herab zu 10^{-6} Gauss und N bis 10^4).

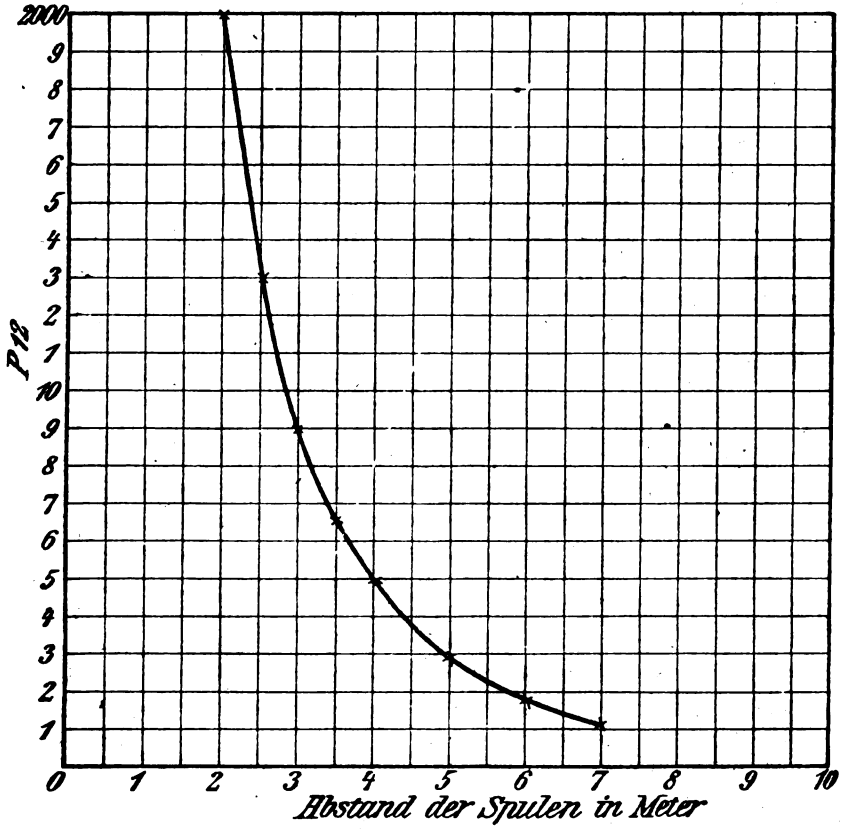


Fig. 3.

Die Probespule bestand aus 30 Windungen Kupferdraht 3 × 3 m, 2 mm Durchmesser, die auf einem Holzgestell aufgewunden waren. Sie lag in Serie mit einem Abstimmkondensator und einem hochempfindlichen Vakuum-Thermoelement von 10,7 Ohm (S u. H) Widerstand (10 M.A. im Hitzdraht = 1,9 M.V. am Thermoelement). Das Thermoelement war mit einem hochempfindlichen Drehspul-Spiegel-

Digitized by Google

galvanometer von S. & H. von 10 Ω innerem Widerstand verbunden und auf Gleichstrom geeicht.[1]) Der effektive Widerstand w des Schwingungskreises: Spule, Thermoelement, Kondensator wurde durch Einschalten eines bekannten Zusatzwiderstandes in der Strombahn gemessen. Sei w_0 der Zusatzwiderstand, α_0 der Ausschlag des Galvanometers ohne Zusatzwiderstand, α_w mit Zusatzwiderstand im Kreise, so wird:

$$w = w_0 \frac{\sqrt{\alpha_w}}{\sqrt{\alpha_0} - \sqrt{\alpha_w}} \tag{15}$$

Zur H_0-Bestimmung sind somit zwei Ablesungen des Galvanometers erforderlich; erstens α_0 ohne Zusatzwiderstand gibt i_{eff} aus der Eichkurve des Thermoelementes und zweitens α_w mit Zusatzwiderstand; w_0 bestand aus einem dünnen Konstantandraht von ca. 9 Ω, er konnte mit Gleichstrom gemessen werden, da der Skineffekt wegen Beschaffenheit und Gestalt des Materials zu vernachlässigen war. E_{ges} und w_Σ und die Strahlhöhe h werden dann nach den Formeln (7), (8) und (9) berechnet.

2. Das indirekte Verfahren.

Es wurde die gleiche Probespule benutzt wie beim direkten Verfahren, durch Abzweigen der Hauptspule wurde ein Thermodetektor in Serie auf ein hochempfindliches Drehspulspiegel-Galvanometer (für größere Felder auch Zeigergalvanometer) mit kurzen Zuleitungen, angekoppelt. Die günstigste Kopplung wurde empirisch ausprobiert. Im Abstande von ca. 4 m wurde die Eichspule mit ihrer Windungsebene parallel zur Probespule aufgestellt. Beide Spulen befanden sich auf einem Holzgestell 5,7 m vom Boden entfernt. Die Eichspule war mit einem kleinen ungedämpften Hilfssender gekoppelt; der Strom, der die Eichspule durchfloß, wurde mit einem Vakuum-Thermoelement und Spiegelgalvanometer gemessen; die Stärke dieses Stromes ließ sich durch Variation der Kopplung im Sender in weiten Grenzen verändern. Die Messung erfolgte nun folgendermaßen:

1. Die zu untersuchende Station sendet, das Detektorgalvanometer zeigt bei Abstimmung des Probespulenkreises auf die ankommende Frequenz den Ausschlag α_0 (es wird natürlich das Mittel aus sehr vielen solchen Einstellungen genommen).

---

1) Manche Thermoelemente geben bei kommutiertem Gleichstrom nicht völlig gleiche Ausschläge am Galvanometer, weil eine kleine Gleichstromkomponente ins Galvanometer kommt, diese Fehlerquelle ist jedoch durch Mittelbildung leicht zu eliminieren.

Digitized by Google

2. Die zu untersuchende Station hört auf zu senden. Der kleine Hilfssender wird eingeschaltet und auf die gleiche Frequenz gebracht, wie das zu untersuchende Feld. Man überzeugt sich, daß ohne Eichspule keine direkte Einwirkung des Hilfssenders auf den Probespulenkreis vorhanden ist. (Besondere Orientierung des Senders im Raume, Einkapselung in einen Metallkasten beseitigt diese häufig sehr stark störende Fehlerquelle.) Die Eichspule wird in Serie mit dem Thermoelement angekoppelt. (Bei kurzen Wellen ist der Eichstrom häufig nicht quasistationär, man überzeugt sich vom Nichtvorhandensein dieser Fehlerquelle durch Einschalten des Thermoelementes in verschiedenen Stellen der Strombahn.) Am Probespulengalvanometer entsteht ein Ausschlag α_1; der Eichkreis wird nochmals sorgfältig nachgestimmt, bis α_1 ein Maximum wird. Die Stärke des Eichstromes i_1 wird so gewählt, daß α_1 etwas größer wird als α_0. Der Eichstrom i_2 wird nun geschwächt, bis α_2 etwas kleiner wird als α_0. Wir bekommen somit zusammengehörige Werte von Eichstrom i und Ausschlag α und können den zu α_0 gehörigen Wert von i durch Interpolation finden. Die Berechnung von $\bar{H}_0$ erfolgt dann nach Formel (14).

Das indirekte Verfahren ist in seiner Anwendung komplizierter und mehr Fehlerquellen unterworfen wie das direkte Verfahren, hat aber von diesem, wie gesagt, den Vorteil voraus, für die Messung viel kleinerer Felder verwendbar zu sein. Die Messung des magnetischen Feldes der Funkenstation Nauen erfolgte nach beiden Verfahren an einem Platze in ca. 30 km Entfernung und ergab sehr gut übereinstimmende Resultate. Bei Messungen in 120 km Entfernung konnte nur das indirekte Verfahren benutzt werden; nach dieser Methode war ja auch das Feld der Eiffelturmstation von Braun in Straßburg gemessen worden. Weiter waren Vorversuche begonnen worden unter Anwendung von Hochfrequenz-Röhrenverstärkern noch wesentlich kleinere Felder quantitativ zu messen. Die noch sehr mühsamen und nicht abgeschlossenen Vorversuche lassen es als nicht ausgeschlossen erscheinen, z. B. die Felder amerikanischer Stationen in Europa zu bestimmen. Falls die Messung so schwacher Felder gelingt, läßt sich die Ausbreitungsfunktion elektromagnetischer Strahlungsenergie empirisch bestimmen und der Rybczynskische Faktor experimentell nachprüfen in einer genaueren Weise, wie das seinerzeit von Austin geschehen ist. Aber auch schon ohne Erreichung dieses weitgesteckten Zieles hat sich das von Braun zuerst eingeführte Verfahren zur quantitativen

Digitized by Google

Messung elektromagnetischer Strahlungsfelder bestens bewährt, da es zuerst nach diesem Verfahren möglich wurde, die effektive Strahlhöhe von Antennen[1]), die Leistungsfähigkeit und Güte von drahtlosen Stationen exakt zu ermitteln und untereinander zu vergleichen.

1) Für Schirmantennen hatte sich gute Übereinstimmung mit der geometrisch konstruierten Strahlhöhe ergeben.

Über Röhrensender-Schaltungen und ihre Dimensionierung.[1])

Von **M. Vos** und **R. Ziegler.**

(Mitteilungen aus dem Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie.)

Inhaltsübersicht.

Einleitung.
I. Kathodenstrahlröhre mit Fremderregung.
  a) Die Schaltung.
  b) Die Röhre.
  c) Die Wirkung.
II. Kathodenstrahlröhre mit Selbsterregung durch Rückkopplung
  a) Allgemeines.
  b) Die Phasenlage.
  c) Die Anodenbatterie.
III. Einkreisschaltungen.
IV. Grundzüge der Dimensionierung.
  a) Allgemeines.
  b) Die grundsätzliche Untersuchung.
  c) Die Ermittlung der Röhrenkonstanten.
  d) Die Berechnung.

In der folgenden Untersuchung über Röhrensender sollen, ausgehend von den physikalischen Grundbedingungen, vornehmlich die günstigsten Schaltungsarten systematisch entwickelt und die für ihre Dimensionierung wesentlichen Beziehungen abgeleitet werden. Zu diesem

1) Die Arbeit wurde in der Hauptsache im Jahre 1917 niedergeschrieben.

Digitized by Google

Zwecke wird als grundlegender Fall zunächst eine Kathodenstrahlröhre, die mit Fremderregung arbeitet, betrachtet; hierbei seien einige wichtige Begriffe der Röhrensendertechnik eingeführt und kurz erläutert.

I. Kathodenstrahlröhre mit Fremderregung.

a) Die Schaltung.

Die einfachste Röhrenschaltung ist durch Fig. 1 gegeben. Es bedeuten: S die Kathodenstrahlröhre; A ihre Anode; K ihre Glühkathode; G eine gitterförmige Zwischenelektrode, kurz Gitter genannt; h die Heizbatterie zur Glühkathode; b eine Batterie von verhältnismäßig hoher Spannung, Anodenbatterie genannt; L_1 und L_2 Kopplungsspulen (von den Selbstinduktionen L_1 L_2); C einen Kondensator

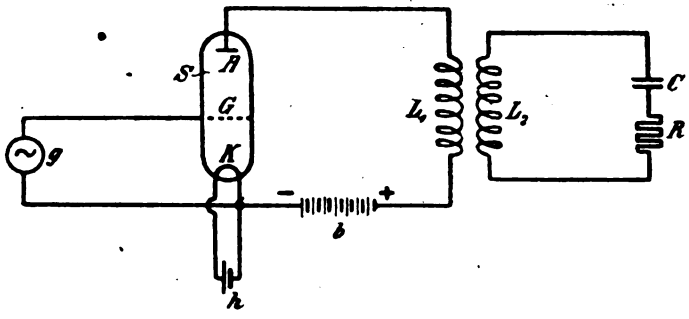


Fig. 1.

(von der Kapazität C); R einen Rheostaten (vom Widerstande R); g die Wechselstromquelle zur Erregung des Gitters.

Die Schaltung läßt vier gesonderte Kreise unterscheiden; den Anodenstromkreis $b\,L_1\,A\,K\,b$, den Antennenkreis $L_2\,C\,R\,L_2$, den Gitterkreis $g\,K\,G\,g$ und den als Hilfskreis zu betrachtenden Heizkreis $h\,K\,h$.

Hier und in den anderen Figuren ist, um die Darstellung allgemeiner zu gestalten, an Stelle des offenen Antennengebildes ein geschlossener Schwingungskreis gesetzt; er sei aber der Kürze wegen im folgenden schlechthin als „Antennenkreis" bezeichnet.

Geht man von der induktiven Kopplung des Antennenkreises mit dem Anodenkreis zur direkten Kopplung über, so gelangt man zu der Schaltung nach Fig. 2. Hier liegt der Antennenkreis $L\,C\,R\,L$ unmittelbar im Anodenkreise.

Digitized by Google

b) Die Röhre.

Bevor wir das Spiel der elektrischen Kräfte in den Schaltungen 1 und 2 näher verfolgen, seien die Eigenschaften der Katnodenstrahlröhre, die einen Teil des Anodenkreises bildet, so weit beschrieben, als zum Verständnis des Folgenden notwendig ist.

Sobald die Kathode der hochgradig evakuierten Röhre, etwa mittels der Heizbatterie *h*, in Weißglut versetzt wird, bilden sich an der Kathode Elektronen, die jedoch zunächst nicht abströmen, sondern an die Kathode gebunden sind. Legt man dann *K* an den negativen und

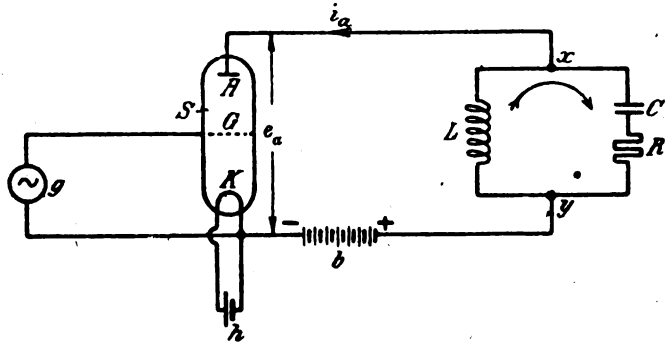


Fig. 2.

A an den positiven Pol einer Gleichstromquelle, so entsteht zwischen Anode *A* und Kathode *K* ein elektrisches Feld, unter dessen Einfluß nun die Elektronen (vornehmlich längs der Kraftlinien) von *K* nach *A* strömen. Dieser Emissionsstrom wächst oder sinkt mit wachsendem oder sinkendem Felde.

Hält man die an *AK* gelegte Spannung — sie sei „Anodengleichspannung" genannt — konstant, so bleibt das Feld und der Emissionsstrom konstant. Man kann aber die Stärke des die Kathode umgebenden Feldes und sonach auch die des Emissionsstroms trotz konstanter Anodengleichspannung durch eine an das Gitter *G* und die Kathode *K* gelegte Hilfsspannung — die kurz „Gitterspannung" genannt sei — willkürlich ändern: Feld und Emissionsstrom werden gegen den ursprünglichen Zustand verstärkt, wenn die Gitterspannung der Anodengleichspannung gleichgerichtet ist, sie werden geschwächt, wenn die Gitterspannung der Anodengleichspannung entgegengerichtet ist.

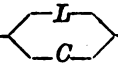
Allerdings gelangt durch die Einfügung des Gitters zwischen Kathode und Anode während der positiven Halbperiode der Gitter-

Digitized by Google

spannung nicht mehr der ganze von der Kathode emittierte Elektronenstrom zur Anode, vielmehr verzweigt sich der Emissionsstrom in den zum Gitter führenden (anteilgemäß meist sehr geringen) Gitterstrom und den zur Anode führenden Anodenstrom. Vom Anodenstrom gilt natürlich das gleiche wie vom Emissionsstrom; er steigt oder fällt, je nachdem sich die Gitterspannung ihrem positiven oder negativen Höchstwert nähert.

Diese Kennzeichnung der Röhrenfunktion genügt zunächst, um die Wirkungsweise der Schaltungen 1 und 2 zu beschreiben.

c) Die Wirkung.

Man erkennt aus der Schaltung nach Fig. 2, daß sich für eine im Anodenkreise wirkende Gleichspannung die Strombahn $b\,L\,A\,K\,b$ darbietet, dagegen für eine im Anodenkreise wirkende Wechselspannung die verzweigte Strombahn b  $A\,K\,b$.

Eine Wechselspannung ist aber anfänglich nicht vorhanden. Die Hochspannungsbatterie b drückt der Röhre zunächst nur die konstante Anodengleichspannung E_a auf, was einen konstanten Anodengleichstrom I_a zur Folge hat. Wird nun die Röhre mittels des im Gitterkreise liegenden Wechselstromgenerators g erregt, so wird nach dem oben Dargelegten der Anodenstrom synchron mit dem Polwechsel der Gitterspannung verstärkt oder geschwächt, es wird also dem Anodengleichstrom I_a ein Anodenwechselstrom i_a von der Frequenz des Gitterstromes überlagert. Beide Teilströme setzen sich zu dem resultierenden Anodenstrom

$$i_a = I_a + i_a \qquad (1)$$

zusammen; einem periodisch schwankenden, jedoch stets gleichgerichteten Strom.

Dies entspricht vollkommen der bekannten Relaiswirkung des Kathodenstrahlenverstärkers: Die verhältnismäßig schwachen Schwankungen des Gitterstromes (der Gitterkreisleistung) ergeben unter Energiezufuhr durch die Anodenbatterie die vielfach stärkeren Schwankungen des Anodenstromes (der Anodenkreisleistung). Hierbei kann man durch Wahrung bestimmter Bedingungen, auf die hier nicht eingegangen wird, erreichen, daß der Anodenwechselstrom i_a eine lineare Funktion der Gitterspannung ist, daß also, geometrisch ausgedrückt, die Anodenwechselstromkurve ein in den Amplituden vergrößertes, aber formverwandtes (affines) Abbild der Gitterspannungskurve darstellt. — Für

Digitized by Google

Röhrensenderzwecke ist eine solche Affinität nicht nur entbehrlich, es werden vielmehr, wie H. Rukop im Jahrb. d. drahtl. Telegr. XIV, 2 (Abschnitt III B seiner Arbeit) klarlegt, zur Erhöhung des Wirkungsgrades bestimmte Abweichungen von dieser Affinität erstrebt. Gleichwohl setzen die folgenden Ableitungen der Einfachheit wegen neben der sinusförmigen Gitterspannung auch einen sinusförmigen Anodenwechselstrom voraus (wodurch die weitgehende Annäherung zur Wirklichkeit nicht beeinträchtigt wird, da die sinusförmige Grundwelle der tatsächlichen Anodenwechselstromkurve die anderen Teilwellen stark überwiegt, und da ferner, wie weiter unten ausgeführt, der Antennenkreis nur auf die Grundwelle abgestimmt ist).

In dem Antennenkreis $LCRL$ der Schaltung 2 sollen durch den hochfrequenten Anodenwechselstrom i_a ungedämpfte Schwingungen erzeugt und unterhalten werden. Natürlich tritt ein Höchstwert der Wirkung nur ein, wenn der Antennenkreis auf die Frequenz der erstrebten ungedämpften Schwingungen abgestimmt ist: die ihm aufgezwungene Schwingung ist dann gleichzeitig seine Eigenschwingung.

Sobald die ungedämpften Schwingungen von der Frequenz ω im abgestimmten Antennenkreise voll ausgebildet sind, bietet der Antennenkreis dem über b–(L, C)–AKb fließenden Anodenwechselstrom den scheinbaren Widerstand

$$\varrho = \frac{\omega^2 L^2}{R} \tag{2}$$

Hierbei wirkt ϱ wie ein induktions- und kapazitätsloser (also rein Ohmscher) Widerstand; demnach ist der an xy auftretende Spannungsabfall

$$\mathfrak{w}_a = - i_a \varrho = - i_a \frac{\omega^2 L^2}{R} \tag{3}$$

Es wirken somit im Anodenkreise der fremderregten Röhre zwei in Reihe liegende Spannungen: Die von der Batterie b herrührende Anodengleichspannung E_a und die unter (3) definierte Anodenwechselspannung $\mathfrak{w}_a$. Beide Teilspannungen setzen sich zu der an AK wirkenden resultierenden Anodenspannung

$$e_a = E_a + \mathfrak{w}_a \tag{4}$$

zusammen; einer periodisch schwankenden, jedoch stets gleichgerichteten Spannung.

Man kann sich die Vorstellung machen, daß durch die zwischen

Digitized by Google

x und y auftretende Anodenwechselspannung die einmal aufgeschaukelten Schwingungen des Antennenkreises dauernd unterhalten werden; und umgekehrt verursachen diese Schwingungen den scheinbaren Widerstand und somit die Entstehung der Anodenwechselspannung. Tatsächlich werden eben die Schwingungen des Antennenkreises nach den beschriebenen Vorgängen in Wirkung und Gegenwirkung erzeugt und aufrechterhalten.

Die für Schaltung 2 dargelegten elektrischen Verhältnisse gelten n sinngemäßer Übertragung auch für Schaltung 1. Hier berechnet sich der scheinbare Widerstand mit

$$\varrho = \frac{\omega^2 L_{12}^2}{R} \qquad (2)$$

wobei L_{12} die gegenseitige Induktion von L_1 und L_2 ist.

e_a, w_a, i_a, i_a sind natürlich Momentanwerte der periodisch veränderlichen Größen. Es ist für das Folgende notwendig, auch ihre gegenseitige Phasenlage zu bestimmen.

Aus dem oben dargelegten Zusammenhang zwischen Gitterspannung und Anodenwechselstrom geht hervor, daß sie untereinander gleichphasig sind. Sie sind jedoch um 180° phasenverschoben gegen die an xy auftretende Anodenwechselspannung.

Für die Phasenlage der im Antennenkreise fließenden Ströme ist der Ohmsche Widerstand des Kreises (oder genauer der beiden Zweige) mitbestimmend. Nähert sich der Anntennenwiderstand dem theoretischen Grenzwert Null, so nähert sich der Antennenstrom und der scheinbare Widerstand ϱ dem Grenzwert ∞, der Anodenwechselstrom dem Grenzwerte Null, und die Phase des Antennenstromes ist um 90° gegen die der Anodenwechselspannung verschoben; es ist eine Phasennacheilung, wenn man für den Antennenkreis die Pfeilrichtung (Fig. 2) als positiv festsetzt.

Fig. 3 soll einen Überblick über die Phasenlage gewähren.

Die elektrischen Verhältnisse der Schaltungen 1 und 2 lassen sich nach dem bisher Besprochenen wie folgt darstellen:

Anodengleichspannung E_a = Spannung der Batterie b,

Schaltung 1: Anodenwechselspannung $w_a = -i_a \varrho = -i_a \frac{\omega^2 L_{12}^2}{R}$

Schaltung 2: Anodenwechselspannung $w_a = -i_a \varrho = -i_a \frac{\omega^2 L^2}{R}$

Resultierende Anodenspannung $e_a = E_a + w_a$.

Anodengleichstrom I_a, aufgedrückte Gitterspannung e_g.

Digitized by Google

Anodenwechselstrom $i_a = F(e_g)$.
Resultierender Anodenstrom $i_a = I_a + i_a$.
Gitterspannung, Gitterstrom, Anodenwechselstrom = 180° phasenverschoben gegen die Anodenwechselspannung.
Antennenstrom (im Grenzfall $R = 0$) = 90° phasenverschoben gegen die Anodenwechselspannung.

II. Kathodenstrahlröhre mit Selbsterregung durch Rückkopplung.

a) Allgemeines.

Man kann allgemein jedes Verstärkersystem in ein sich selbst erregendes System verwandeln, wenn man den zu verstärkenden Vorgang durch Energien aus dem schon verstärkten Vorgang aufrecht erhält und die Verluste durch besondere Energiequellen ausgleicht.

Somit können auch die bisher besprochenen Kathodenröhrensysteme im gleichen Sinne umgebildet werden, indem die zur Erregung des Gitters notwendige Energie dem Antennenkreis durch Rückkopplung entnommen wird[1]). — Fig. 4 gibt ein Beispiel hierzu. Der Gitterkreis $gKGg$ ist durch Spule g mit dem Antennenkreis $LCRL$ induktiv gekoppelt, so daß man das Gitter durch entsprechende Wahl des Kopplungsgrades beliebig stark erregen kann.

b) Die Phasenlage.

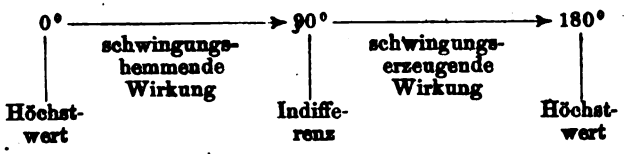
Damit ist allerdings die Selbsterregbarkeit noch nicht verbürgt; denn es ist klar, daß auch die Phasenverschiebung der Gitterspannung gegen die Anodenwechselspannung, die bei der Untersuchung der fremderregten Röhre als wesentlich befunden wurde, beim Übergang zur Selbsterregung gewahrt bleiben muß. Der Wicklungssinn der Spule g ist also so zu wählen, daß auch hier die Gitterspannung um 180° phasenverschoben ist gegen die an xy auftretende Anodenwechselspannung.

Nur in diesem Falle gelangt man zu einem Höchstwert der Wirkung. Wird die Phasenverschiebung verringert, so verringert sich auch die schwingungserzeugende Wirkung; bei der Phasenverschiebung von 90° ist diese Wirkung gänzlich aufgehoben und das System verhält sich, auch wenn ihm durch äußere Mittel Schwingungen gleicher Frequenz aufgezwungen werden, vollkommen indifferent. Sinkt die Phasenverschiebung unter 90°, so wirkt das System aufgezwungenen Schwingungen gegenüber sogar hemmend. Diese Hemmung, die einem

1) Vgl. A. Meißner, Jahrb. d. drahtl. Telegr. XIV, Heft 1.

Digitized by Google

zusätzlichen Widerstand gleicht, erreicht bei Phasendeckung ihren Höchstwert. Der Einfluß der Phasenverschiebung wird der Übersicht wegen durch folgendes Schema nochmals gekennzeichnet.



Hier sei nebenher folgendes bemerkt. Während im linken Teil des Phasenschemas der wirksame Widerstand des Systems durch die erwähnte Hemmungserscheinung vermehrt wird, ist im rechten Teil

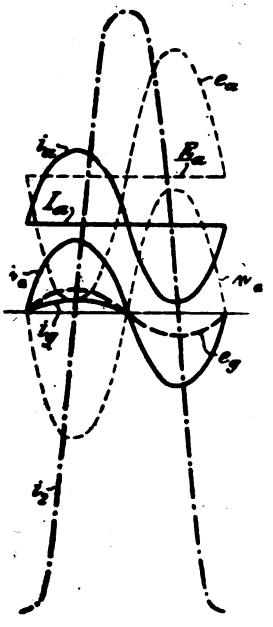


Fig. 3.

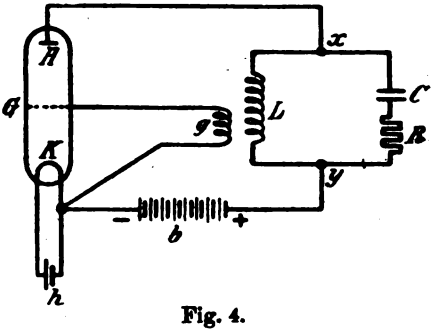


Fig. 4.

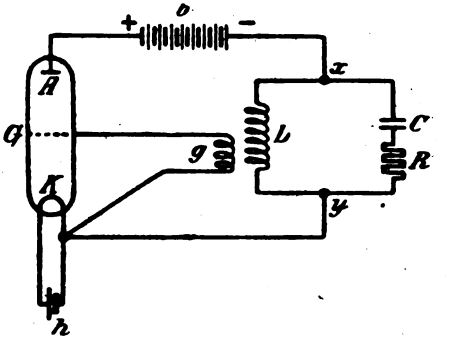
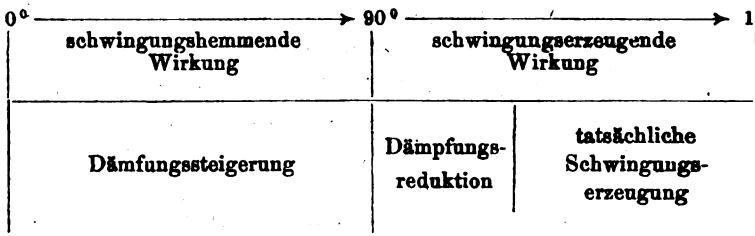


Fig. 5.

die schwingungserzeugende Wirkung der dämpfenden Wirkung des Widerstandes entgegengerichtet. Der Phasenbereich, indem tatsächlich Schwingungen entstehen, ist sonach von dem Indifferenzpunkt durch einen dazwischenliegenden Bereich getrennt, in welchem die

Digitized by Google

schwingungserzeugende Wirkung kleiner ist als die dämpfende Wirkung: hier ist nur eine Schwingungstendenz vorhanden, die — zur tatsächlichen Schwingungserzeugung nicht ausreichend — aufgezwungenen Schwingungen gegenüber als Dämpfungsreduktion in Erscheinung tritt. Wenngleich dieser Umstand nur in der Empfängertechnik für den sogenannten Rückkopplungsempfang bedeutsam ist und darum hier nicht näher untersucht wird, sei der Vollständigkeit wegen das Phasenschema in erweiterter Form wiederholt.



Hierbei sind bestimmte Dämpfungs- und Kopplungsverhältnisse vorausgesetzt. Bei Änderung der angenommenen Konstanten kann sich die Dämpfungsreduktion oder die tatsächliche Schwingungserzeugung auch über den ganzen Bereich zwischen 90° und 180° erstrecken.

c) Die Anodenbatterie.

In den bisher behandelten Schaltungen ist die Anodenbatterie b der ursprünglichen Praxis entsprechend zwischen Kathode K und Anschlußpunkt y gelegt. Wenn aber der Schwingungskreis $LCRL$ durch eine wirkliche Antenne gebildet wird, so ist y geerdet; und da in der praktischen Ausführung der Schaltung auch die Kathodenheizbatterie h direkten oder kapazitiven Erdschluß aufweist, ist diese Lage der Anodenbatterie in vieler Hinsicht nachteilig. Legt man dagegen die Anodenbatterie nach Fig. 5 zwischen Anode A und Anschlußpunkt x, so ergeben sich neue Schwierigkeiten, weil dann zwischen Anodenbatterie und Erde die volle Anodenwechselspannung $\sim$ herrscht, so daß nun wieder der direkte oder kapazitive Erdschluß der Anodenbatterie nachteilig wirkt. (Ganz ähnliche Verhältnisse treten ein, wenn an Stelle der Anodenbatterie andere Gleichstromquellen verwendet werden, etwa der in der Praxis häufig verwendete Ventilgleichrichter.)

Zu einer einwandfreien Funktion gelangt man diesen Mängeln gegenüber durch die Schaltung nach Fig. 6. Hier ist der negative Pol der Anodenbatterie, wie in Schaltung 4, direkt mit der Kathode,

Digitized by Google

der positive Pol über die Hochfrequenzdrossel D mit der Anode verbunden und zwischen Anode und Anschlußpunkt x — also an die Stelle der Anodenbatterie in Fig. 5 — ein Blockkondensator C_b gelegt. Man erkennt, daß die so geschaltete Anodenbatterie weder durch die Antennenerdung beeinträchtigt wird, noch durch ihren direkten oder kapazitiven Erdschluß die Hochfrequenzseite, von der sie durch Drossel D getrennt ist, schädlich beeinflussen kann. Drossel D hat aber nicht nur den Zweck, Anodenbatterie und Hochfrequenzseite im obigen Sinne

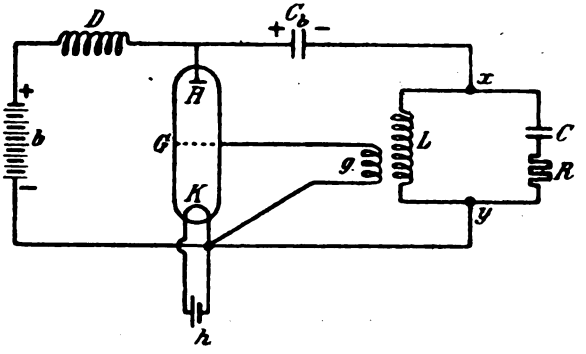


Fig. 6.

vor gegenseitig schädlichem Einfluß zu schützen, sondern bezweckt vor allem, daß die an xy auftretende Anodenwechselspannung sich — wie zur Schwingungserzeugung notwendig — im Anodenkreise allein auswirkt. (Bei Verwendung von Ventilgleichrichtern als Gleichstromquelle kommt noch hinzu, daß die nicht zu vermeidenden Spuren von überlagerten Wechselströmen durch die Drossel vermindert werden, worauf jedoch nicht näher eingegangen wird.)

Es könnte bei flüchtiger Betrachtung scheinen, als ob die Grundforderung, daß Anodengleichspannung E_a und Anodenwechselspannung w_a in Reihe wirken sollen, nach Schaltung 6 nicht mehr erfüllt sei. Tatsächlich aber wirkt die Anodengleichspannung vom Blockkondensator C_b aus, denn der positive Pol der Anodenbatterie ist über D mit $+ C_b$, der negative über yLx mit $- C_b$ verbunden.

Faßt man die Resultate des I. Abschnittes mit den Ausführungen über die Phasenverhältnisse des selbsterregten Gitters und über die günstigste Anordnung der Anodenbatterie zusammen, so sind damit in qualitativer Hinsicht nun auch die allgemeinen Bedingungen für selbsterregte Kathodenröhren gegeben, die sich im einzelnen durch eine

Digitized by Google

Reihe von Schaltungen erfüllen lassen. Hierbei muß die Übertragung der Gitterenergie nicht durch einen besonderen Kreis erfolgen, sondern kann auch durch direkte (induktive oder kapazitive) Kopplung mit dem Antennenkreis erzielt werden. Der nächste Abschnitt gibt einige Beispiele hierzu.

III. Einkreisschaltungen.

Unter Einkreisschaltungen sollen (im Gegensatz zu Mehrkreisschaltungen) solche verstanden werden, die nur einen abgestimmten Schwingungskreis, den Antennenkreis, enthalten und direkte Gitterkopplung aufweisen.

Die Schaltung nach Fig. 7 zeigt direkte kapazitive Gitterkopplung. Der Kondensator C_g, dessen Kapazität für die Gitterspannung [nach Gleichung (6)] mitbestimmend ist, sei Gitterkondensator genannt.

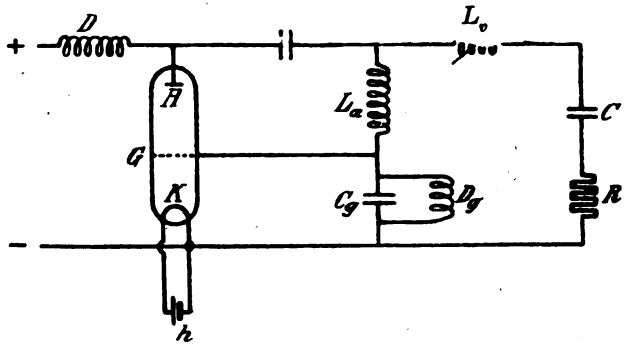


Fig. 7.

Ebenso sei die Spule L_a schlechthin Anodenspule genannt, wiewohl die Anodenwechselspannung [nach Gleichung (7)] offenbar nicht nur von der Selbstinduktion dieser Spule, sondern auch von der Kapazität des Gitterkondensators beeinflußt wird. Immerhin ist der Einfluß der Anodenspule überwiegend. Das Vektorendiagramm nach Fig. 8 veranschaulicht diese Verhältnisse und läßt ferner erkennen, daß durch Schaltung 7 die Forderung bezüglich der günstigsten Phasenlage der Gitterspannung zur Anodenwechselspannung erfüllt ist. — Der Gitterkondensator C_g ist durch die Hochfrequenzdrossel D_g für den Gittergleichstrom überbrückt; ihre Selbstinduktion ist so groß, daß sie ohne Einfluß auf den Antennenstrom bleibt. Gleichzeitig dient Drossel D zur Ableitung der statischen Gitterladungen.

Der Schaltung nach Fig. 9 liegt der gleiche Gedanke zugrunde;

Digitized by Google

nur sind hier die Kopplungsmittel vertauscht: Die Gitterkopplung erfolgt durch eine Gitterspule, die Anodenkopplung (vorwiegend) durch einen Anodenkondensator.

In Schaltung 10 ist sowohl die Gitter- als auch die Anodenkopplung induktiv. Die Phasenbedingung wird hier durch über-

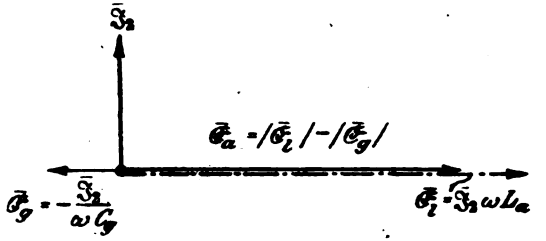


Fig. 8.

kreuzten Anschluß von Gitter- und Anodenkreisleitungen gewahrt. Das gleiche gilt von Fig. 11, doch sind hier Gitter- und Anodenspulen zu einer einzigen Spule zusammengefügt.

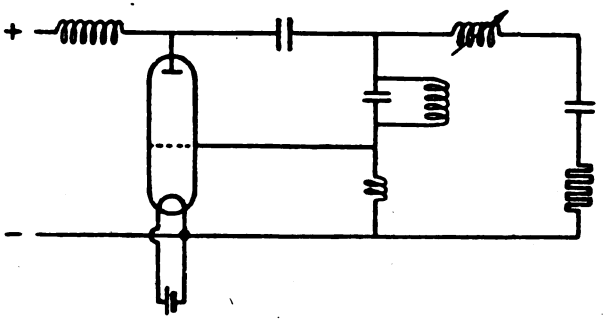


Fig. 9.

Entsprechend der Fig. 10 ist endlich in Fig. 12 eine Schaltungsart gegeben, bei der sowohl Gitter- als auch Anodenkopplung kapazitiv ausgeführt sind.

Bei den Schaltungen 10, 11, 12 mit überkreuztem Anschluß von Gitter- und Anodenkreisleitungen herrscht allerdings zwischen dem Antennen-Erdpunkt und der Kathode die volle Gitterspannung, was wegen des allfälligen, schon unter IIc erwähnten, direkten oder kapazitiven Erdschlusses der Heizbatterie in mehrfacher Hinsicht unerwünscht ist; doch wird dies gegenstandslos, wenn die Batterie ge-

Digitized by Google

nügend isoliert und kapazitätsfrei aufgestellt oder wenn der Schwingungskreis nicht unmittelbar als Antenne ausgebildet ist. Die Schaltungen 7 und 9 haben dagegen den Vorteil, daß die Kathode mit dem Antennen-Erdpunkt verbunden wird, so daß ein Erdschluß der Batterie unschädlich und belanglos ist.

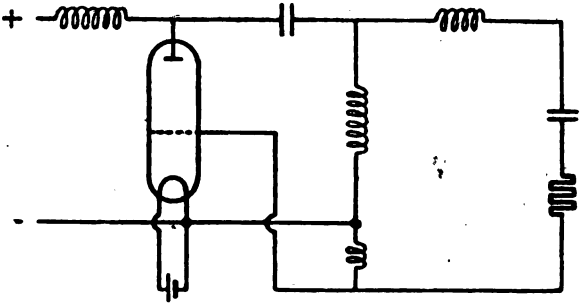


Fig. 10.

Welche der hier besprochenen fünf Einkreisschaltungen zweckmäßig zu wählen ist, kann nur von Fall zu Fall entschieden werden. Dabei spielen neben den qualitativen Überlegungen, auf Grund deren die Schaltungen entwickelt wurden, — unter anderem — auch

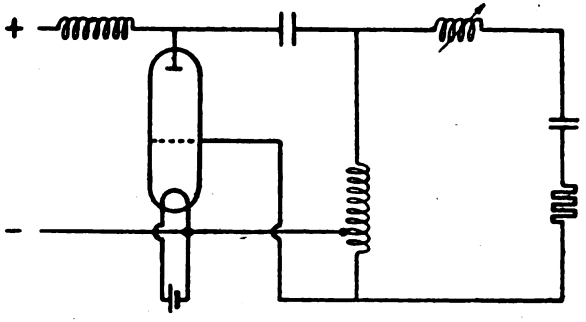


Fig. 11.

quantitative Überlegungen eine Rolle, da sich bei Durchrechnung der einzelnen Schaltungsarten oft eine derselben als besonders praktisch erweist. So wird beispielsweise Schaltung 7, die sich auch ihrer Einfachheit wegen in der Praxis besonders gut bewährt hat, der

Digitized by Google

Schaltung 9 meist vorzuziehen sein, weil ihre Gitterkapazität unter sonst gleichen Umständen wesentlich größer ist als die Anodenkapazität der Schaltung 9, so daß die im allgemeinen unerwünschte Verkürzungs-

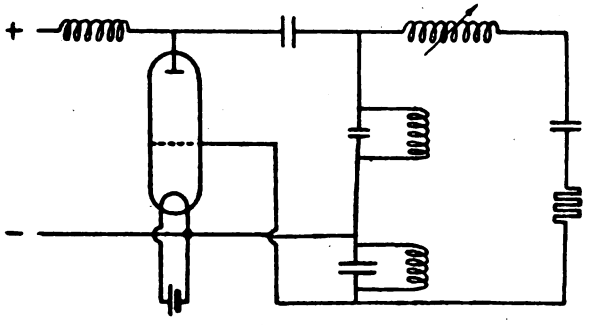


Fig. 12.

wirkung nach Schaltung 7 weitaus geringer ist als nach Schaltung 9. Es seien darum die Grundzüge der Dimensionierung von Röhrensendern schon an dieser Stelle eingefügt.

IV. Grundzüge der Dimensionierung.

a) Allgemeines.

Das Problem der richtigen Gestaltung und Bemessung von Röhrensendern zerfällt in zwei Teilprobleme, und es wird um so besser gelöst werden, je umfassender die gegenseitigen Beziehungen dieser Teilprobleme beachtet werden. Das erste dieser Teilprobleme besteht darin, zu einem Sender, dessen Arbeitsweise und Schaltungsart prinzipiell festliegt, eine möglichst zweckmäßige Röhre zu schaffen, das zweite darin, die Senderschaltung zu der nun geschaffenen Röhre im einzelnen so zu gestalten und zu bemessen, daß sie alle Forderungen der Praxis möglichst vollkommen erfüllt.

Diese Forderungen sind:

daß, erstens, die erzeugten Schwingungen möglichst gleichmäßig und einwellig seien,

daß, zweitens, dem Sender ein Höchstwert an Leistung zu entnehmen sei,

daß er, drittens, mit gutem Wirkungsgrad arbeite,

viertens, daß die Lebensdauer der Röhre bei normalem Betrieb nicht durch Überlastung verringert werde,

Digitized by Google

fünftens, daß die Röhre auch bei aussetzenden Schwingungen nicht überlastet werde.

Dem Rahmen dieses Aufsatzes entsprechend wird hier nur das zweite der oben erwähnten Teilprobleme behandelt. Die Untersuchung geht also von einer für den Sender vorbestimmten Röhre aus, deren Belastungsgrenzen im Bezug auf Anodengleichspannung, Anodenstrom und Heizstrom schon bekannt sind.

b) Die grundsätzliche Untersuchung.

Zunächst ist grundsätzlich festzustellen, welche Röhreneigenschaften für die Berechnung der Senderschaltung wesentlich sind, worauf sich die der Berechnung vorausgehende Prüfung der Röhrentype zu erstrecken hat und wie diese Prüfung vorzunehmen ist.

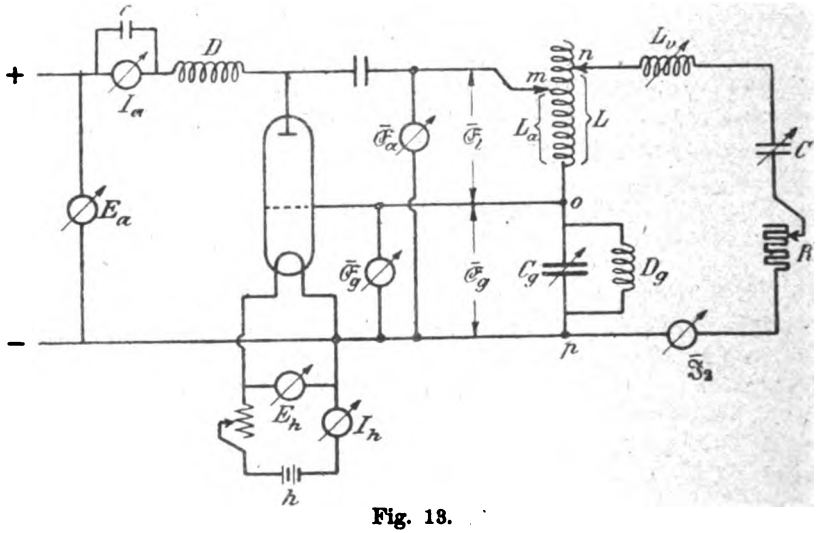


Fig. 13.

Zu dieser Untersuchung wählt man etwa die in Fig. 13 dargestellte Schaltung, die im wesentlichen mit der Schaltung nach Fig. 7 übereinstimmt. Der Schwingungskreis LL_vCRC_gL kann ungefähr den elektrischen Verhältnissen der Antenne entsprechen, für die der Sender bestimmt ist; eine genaue Nachbildung dieser Verhältnisse ist, wie sich ergeben wird, unnütz.

Die Schaltung enthält an Meßinstrumenten: Ein Hochfrequenz-Hitzdrahtamperemeter zur Messung des Antennenstromes $\bar{\mathfrak{F}}_2$. Ein

Digitized by Google

Drehspulamperemeter zur Messung des Anodengleichstromes I_a; diesem Instrument ist, wiewohl die Drossel D hochfrequente Ströme abhält, zum weiteren Schutz ein Kondensator c parallel gelegt. Ein Drehspulvoltmeter zur Messung der Anodengleichspannung E_a, zwei statische Voltmeter zur Messung der Anodenwechselspannung $\overline{\mathfrak{E}}_a$ und der Gitterspannung $\overline{\mathfrak{E}}_g$. Zwei Instrumente zur Kontrolle des Heizstromes I_h und der Heizfadenspannung E_h. — Ferner ist dem Antennenkreis außer der variablen Anodenspule $L(L_a)$ ein Variometer L_s eingefügt. Auch Gitterkondensator C_g und Rheostat R sind variabel. Hier und im folgenden sind die den Momentanwerten $e_g\ e_a\ i_a\ i_2$ zugehörigen Effektivwerte mit $\overline{\mathfrak{E}}_g\ \overline{\mathfrak{E}}_a\ \overline{\mathfrak{J}}_a\ \overline{\mathfrak{J}}_2$ bezeichnet.

Die Schaltung ist offenbar durch folgende Beziehungen gekennzeichnet:

An $m\ o$ herrscht die Wechselspannung

$$\overline{\mathfrak{E}}_i = \overline{\mathfrak{J}}_2\, \omega\, L_a \tag{5}$$

Am Gitterkondensator herrscht die Wechselspannung

$$\overline{\mathfrak{E}}_g = -\frac{\overline{\mathfrak{J}}_2}{\omega\, C_g} \tag{6}$$

Ferner ist die Anodenwechselspannung

$$\overline{\mathfrak{E}}_a = \overline{\mathfrak{E}}_i + \overline{\mathfrak{E}}_g = |\overline{\mathfrak{E}}_i| - |\overline{\mathfrak{E}}_g| = \overline{\mathfrak{J}}_2 \left(\omega L_a - \frac{1}{\omega\, C_g}\right) \tag{7}$$

Die der Röhre zugeführte Leistung

$$N_1 = E_a\, I_a \tag{8}$$

Die Antennenleistung

$$N_2 = \overline{\mathfrak{J}}_2{}^2\, R = \overline{\mathfrak{E}}_a\, \overline{\mathfrak{J}}_a \tag{9}$$

Der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{N_2}{N_1} = \frac{\overline{\mathfrak{J}}_2{}^2\, R}{E_a\, I_a} \tag{10}$$

Man heizt die Röhre nach vorgeschriebenem Maß und ermittelt (zunächst bei konstant zu haltender Schwingungsfrequenz ω) für eine bestimmte Anodengleichspannung E_a die günstigste Gitterkapazität C_g und Anodenselbstinduktion L_a. Dabei ist zu beachten, daß Schwingungen nur für bestimmte Wertbereiche von C_g und L_a einsetzen. Innerhalb dieser ziemlich ausgedehnten Bereiche entspricht jedem C_g ein günstigstes L_a. Man variiert also bei konstantem C_g mittels des Gleitkontaktes m die Anodenselbstinduktion L_a so lange, bis sich ein

Digitized by Google

Höchstwert des Antennenstromes $\overline{\mathfrak{J}}_2$ ergibt. Durch Veränderung von C_g erhält man eine Schar solcher Höchstwerte und kann so den Höchstwert dieser Höchstwerte (das maximum maximorum) ermitteln.

Der günstigsten Einstellung von C_g und L_a entspricht nach Gleichungen (6) und (7) ein bestimmtes Wertepaar $\overline{\mathfrak{E}}_g$, $\overline{\mathfrak{E}}_a$, das sich übrigens, wie Fig. 18 andeutet, auch unmittelba messen läßt; und ferner entsprechen dieser Einstellung bestimmte Werte von N_2, I_a, η. Ermittelt man nun die günstigsten Einstellungen für beliebig veränderte Antennenkreise und beliebig veränderte Frequenzen ω, so ergeben sich

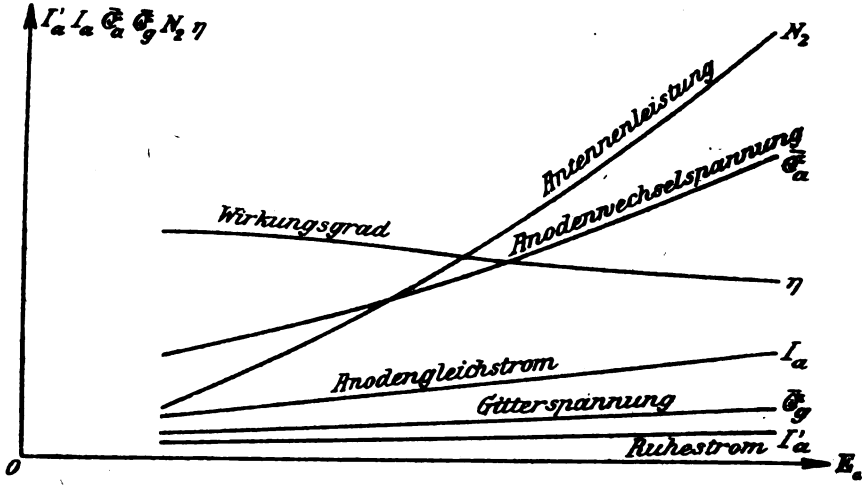


Fig. 14.

für diese Einstellungen auch veränderte Werte von C_g, L_a und $\overline{\mathfrak{J}}_2$; doch sind, wie sich zeigt, diese Änderungen derart, daß die Werte von $\overline{\mathfrak{E}}_g$, $\overline{\mathfrak{E}}_a$, N_2, η unverändert bleiben.

Man ermittelt endlich die Wertegruppe $\overline{\mathfrak{E}}_g$, $\overline{\mathfrak{E}}_a$, N_2, I_a, η in gleicher Weise für eine Reihe verschiedener Anodengleichspannungen E_a und stellt das Ergebnis etwa nach Fig. 14 in Kurven dar.

Außer den Kurven von $\overline{\mathfrak{E}}_g$, $\overline{\mathfrak{E}}_a$, N_2, I_a, η ist auch eine als Ruhestrom I_a' bezeichnete Kurve angegeben, deren Bedeutung kurz erläutert werden muß. Sie stellt die Werte des Gleichstromes dar, der die Röhre durchfließt, wenn die Schwingungen aus irgend welchem Grunde, beispielsweise durch Unterbrechung des Antennenkreises oder

Digitized by Google

Kurzschluß des Gitterkondensators aussetzen. Die dem System zugeführte Leistung $E_a I_a'$ wird dann von der Röhre allein aufgenommen und darf das vorgeschriebene Höchstmaß für kurzzeitige Überlastung nicht überschreiten. (Außerdem kann man aus der Ruhestromstärke Folgerungen auf gewisse Röhreneigenschaften ziehen. Doch gehört dies zur Technik des Röhrenbaues und wird hier nicht näher ausgeführt.)

Man gelangt durch die beschriebenen Messungen zu folgender Erkenntnis:

Die Werte der günstigsten Gitterspannung $\mathfrak{E}_g$, der günstigsten Anodenwechselspannung $\mathfrak{E}_a$, der maximalen Antennenleistung N_2 und des Wirkungsgrades η sind — von der Einrichtung des Antennenkreises und von der Frequenz ω unabhängige — Röhrenkonstanten und stellen eindeutig stetige Funktionen der Anodengleichspannung E_a dar.

Natürlich schließt dies nach Gleichungen (8) und (10) in sich, daß vom Anodengleichstrom I_a dasselbe wie von $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_a$, N_2, η gilt. Auch der Ruhestrom I_a' kann seiner Definition nach nur eine eindeutig stetige Funktion von E_a sein.

Auf diese Erkenntnis gründet sich nun das Verfahren zur Bemessung der Schaltung. Man ermittelt für die zu verwendende Röhrentype zunächst empirisch die als charakteristisch befundenen Röhrenkonstanten und berechnet sodann die Einzelteile der Schaltung nach Maßgabe dieser Konstanten.

c) Die Ermittlung der Röhrenkonstanten.

In die oben dargelegte grundsätzliche Untersuchung, derzufolge $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_a$, N_2, η, I_a, I_a' Röhrenkonstanten sind, ist die Ermittlung dieser Konstanten eingeschlossen. Es erübrigt sich darum, das etwa gleichfalls an Schaltung 18 vorzunehmende Ermittlungsverfahren hier besonders zu beschreiben. Es genügt, darauf hinzuweisen, daß die Messungen zur bloßen Konstantenermittlung natürlich viel einfacher sind, als die oben beschriebenen Messungen der grundsätzlichen Untersuchung; denn da die Konstanten, wie nachgewiesen, unabhängig von der Einrichtung des Antennenkreises und von der Frequenz sind, ist man beim Aufsuchen der günstigsten Einstellung umständlicher Korrekturen enthoben. Man variiert einfach C_g und L_a, bis maximaler Antennenstrom erreicht ist, mißt $\mathfrak{J}_2$ und ω und ermittelt nach Gleichungen (5) bis (10) die Konstanten.

Digitized by Google

d) Die Berechnung.

Sind die charakteristischen Kurven (wie in Fig. 14) für die zu verwendende Röhre ermittelt, so ist beispielsweise für die Schaltungsart nach Fig. 7 oder 13 folgender Rechnungsweg gegeben.

Zunächst entnimmt man der N_2-Kurve die bei gegebener Anodengleichspannung E_a zu erwartende Antennenleistung N_2 oder man stellt umgekehrt fest, welche Anodengleichspannung E_a bei geforderter Antennenleistung N_2 zu verwenden ist; gleichzeitig entnimmt man den Kurven die übrigen Werte ($\bar{\mathfrak{E}}_g$, $\bar{\mathfrak{E}}_a$, I_a, η, I_a') und kontrolliert, ob die Ruhestrombelastung $N_a' = E_a I_a'$ innerhalb der noch zulässigen Grenze liegt.

Der Antennenstrom ist dann nach Gleichung (9)

$$\mathfrak{J}_2 = \sqrt{\frac{N_2}{R}} \tag{11}$$

Hat man $\mathfrak{J}_2$ berechnet, so gelangt man nach Gleichung (6) zur Gitterkapazität

$$C_g = \frac{\bar{\mathfrak{J}}_2}{\omega |\bar{\mathfrak{E}}_g|} \tag{12}$$

und nach Gleichung (7) zur Anodenselbstinduktion

$$L_a = \frac{|\bar{\mathfrak{E}}_a| + |\bar{\mathfrak{E}}_g|}{\omega \bar{\mathfrak{J}}_2} \tag{13}$$

Damit sind Gitterkapazität und Anodenselbstinduktion zunächst für eine Frequenz berechnet; kommen für den Sender mehrere Frequenzen $\omega_1\, \omega_2 \ldots$ in Betracht, so berechnet man in gleicher Weise die entsprechenden Stufenwerte $C_{g1}\, C_{g2} \ldots$ und $L_{a1}\, L_{a2} \ldots$ Für stetig veränderliche Frequenzen würde sich nach obigem ein Höchstwert der Antennenleistung nur bei stetig veränderlicher Gitterkapazität und Anodenselbstinduktion erzielen lassen; praktisch genügt meist eine entsprechend unterteilte stufenweise Änderung.

Die zahlenmäßige Durchrechnung eines Beispiels soll eine Vorstellung von den tatsächlichen Größenverhältnissen geben.

Es sei ein Sender, geschaltet nach Fig. 7 oder 13, zu berechnen: Die Antennenleistung soll 65 Watt, die Wellenlänge 900 m betragen. Der wirksame Widerstand der äußeren Antenne ist bei dieser Wellenlänge etwa 4,1 Ohm. Für die zu verwendende Röhre wurden durch Messung die Kurven der Fig. 15 ermittelt.

Dem wirksamen Widerstand der äußeren Antenne entsprechend

Digitized by Google

wird der wirksame Widerstand des ganzen Antennenkreises mit etwa 5,6 Ohm angenommen; somit ist die erforderliche Antennenkreisleistung $N_2 = 65 \frac{5,6}{4,1}$ Watt $\sim$ 90 Watt. Um diese Leistung zu erhalten, ist,

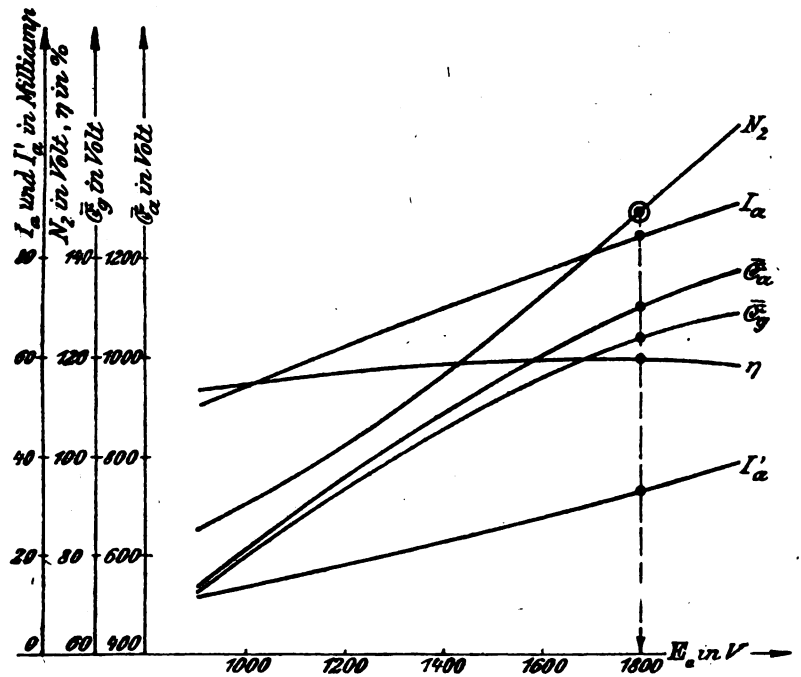


Fig. 15.

wie die Kurven ergeben, die Anodengleichspannung $E_a = 1800$ Volt zu wählen; ihr entsprechen die Werte:

$$I_a = 83 \text{ Milliampere}, \quad I_a' = 33 \text{ Milliampere}, \quad \eta = 60\,\%,$$
$$\bar{\mathfrak{E}}_g = 133 \text{ Volt}, \quad \bar{\mathfrak{E}}_a = 1100 \text{ Volt}$$

Nach Gleichung (11) ist der Antennenstrom

$$\bar{\mathfrak{J}}_2 = \sqrt{\frac{N_2}{R}} = \sqrt{\frac{90}{5,6}} = 4 \text{ Ampere}$$

Der Wellenlänge $\lambda = 900$ m entspricht die Frequenz

$$\omega = \frac{6\pi 10^8}{\lambda} = \frac{1,88 \cdot 10^9}{900} = 2,1 \cdot 10^6$$

Digitized by Google

und somit ergibt sich nach Gleichung (12) die Gitterkapazität

$$C_g = \frac{\bar{\mathfrak{J}}_2}{\omega \bar{\mathfrak{E}}_g} = \frac{4}{2{,}1 \cdot 10^6 \cdot 133} = 1{,}43 \cdot 10^{-8} \text{ Farad} \sim 1800 \text{ cm } [cgs \text{ statisch}]$$

und nach Gleichung (13) die Anodenselbstinduktion.

$$L_a = \frac{|\bar{\mathfrak{E}}_a| + |\bar{\mathfrak{E}}_g|}{\omega \bar{\mathfrak{J}}_2} = \frac{1100 + 133}{2{,}1 \cdot 10^6 \cdot 4} = 1{,}47 \cdot 10^{-4} \text{ Henry}$$

$$= 147\,000 \text{ cm } [cgs \text{ dynamisch}]$$

Das Verhältnis der Antennenkreisleistung $N_2 = 90$ Watt zu der vom Sender aufgenommenen Leistung

$$N_1 = E_a I_a = 1800 \cdot 0{,}083 = 150 \text{ Watt}$$

entspricht dem schon aus den Kurven ablesbaren Wirkungsgrad $\eta = 60\,\%$. Die nicht nutzbare Leistung $N_v = N_1 - N_2 = 150 - 90 = 60$ Watt wird größtenteils von der Röhre aufgenommen. Die Ruhestromleistung $N_a' = E_a I_a' = 1800 \cdot 0{,}033 \sim 60$ Watt kommt (zufällig) der Röhrenbelastung bei normalem Betriebe gleich, liegt also innerhalb der zulässigen Grenze für kurzzeitige Belastung.

Die Berechnung anderer Schaltungsarten erfolgt natürlich in gleicher Weise, wie die hier dargelegte Berechnung der Schaltungen 7 und 13; nur müssen die Formeln für $\bar{\mathfrak{E}}_g$ und $\bar{\mathfrak{E}}_a$ der gewählten Schaltungsart entsprechen.

Bei sinngemäßer Anwendung dieser Richtlinien zur Bemessung der Röhrensenderschaltungen werden, wie man erkennt, die aufgestellten Forderungen (soweit sie nicht vom Röhrenbau allein abhängig sind) ausreichend berücksichtigt. Die erste dieser Forderungen wird allerdings von dem oben Ausgeführten nicht berührt, sie soll in einer späteren Arbeit ausführlich besprochen werden.

Digitized by Google

Über die Bestimmung von Schwingungszahlen akustischer und elektrischer Schwingungen mit Hilfe der Schwebungsmethode.

Von R. Weller.

(Aus dem Laboratorium der Technischen Abteilung für Funkergerät, Empfangsstation Jena).

Schwingungszahlen akustischer und elektrischer Schwingungen lassen sich auf verschiedene Art bestimmen. Es seien hier nur kurz die in der folgenden Arbeit benutzten Methoden angeführt:

1. Vergleich mit einem Monochord mittels Schwebungen.
2. Erregung stehender Schwingungen in Röhren nach Kundt und Quincke.
3. Bestimmung der Wellenlänge eines elektrischen Schwingungskreises aus Selbstinduktion und Kapazität nach der Thomsonschen Formel.

Jede dieser Methoden kann nur für einen bestimmten Bereich von Schwingungszahlen benutzt werden und ist auch sonst in ihrer Anwendung durch äußere Umstände beschränkt.

Im Folgenden soll eine neue allgemein anwendbare Methode zur Bestimmung von Schwingungszahlen unter Benutzung von Röhrensendern beschrieben werden. Sie erreicht in den meisten Fällen nicht die Genauigkeit der oben genannten Methoden, wird aber oft bequem sein und vor allem zu schneller und einfacher Kontrolle dienen können.

Prinzip der Methode.

Ein elektrischer Schwingungskreis mit der Selbstinduktion L und der Kapazität C wird mittels einer Senderöhre in elektrische Schwingungen versetzt. Ihre Frequenz ist nach der Thomsonschen Formel (vgl. S. 606) gegeben durch

$$n = \frac{1}{2\pi\sqrt{C \cdot L}}$$

oder

$$n^2 C = \frac{1}{4\pi^2 L}$$

Läßt man die Selbstinduktion des schwingenden Systems konstant und variiert nur den Kondensator des Kreises um die kleine Größe dC, so wird

Digitized by Google

$$\left.\begin{aligned} 2n\,dn \cdot C + n^2 dC &= 0 \\ n &= -\frac{2C\,dn}{dC} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Will man die Schwingungszahl eines beliebigen Tones auf diese Weise feststellen, so wird man zunächst den Röhrensender genau auf diesen Ton einstimmen. Darauf verändert man die Kapazität des Röhrensenders um eine kleine Größe (dC), die so groß ist, daß man die Zahl der Schwebungen (dn) noch bequem und sicher zählen kann. Aus der ganzen Kapazität des Schwingungskreises C, der Änderung dieser Kapazität (dC) und der Zahl der Schwebungen (dn) berechnet man nach Formel (1) die gesuchte Schwingungszahl n.

Die Methode gestattet nicht nur die Bestimmung von Schwingungszahlen, die innerhalb der Hörgrenze liegen; man kann auch mit ihr die Schwingungszahlen schneller elektrischer Schwingungen messen, die im Telephon keinen hörbaren Ton mehr erzeugen, und schließlich auch die ganz hohen Frequenzen bestimmen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlich sind. Dazu koppelt man in der üblichen Weise mit den Schwingungskreisen einen Detektorkreis mit Telephon, und bestimmt die entstehenden Schwebungstöne durch Vergleich mit einer Stimmgabel bekannter Tonhöhe.

Der Tonkreis.

Will man Schwingungszahlen von den tieferen hörbaren Tönen ab bis zu den Frequenzen der drahtlosen Telegraphie bestimmen, so ist ein Tonkreis dazu notwendig, der in sehr weiten Grenzen geändert werden kann. Zweckmäßiger Weise wird man dazu einen Kreis mit verschiedenen auswechselbaren Selbstinduktionen und Kapazitäten verwenden. Für die tiefsten Töne wurden entweder Spulen mit Eisenkern benutzt oder für genaue Messungen (vgl. S. 604) zwei in dem Jenenser Institut vorhandene Spulen, die für ähnliche Zwecke von W. Birnbaum[1]) gewickelt waren. Sie waren mehrfach unterteilt und besaßen eine maximale Selbstinduktion von 10^8 cm. Eine der Spulen war besonders sorgfältig im Hinblick auf geringe Verluste und geringe Eigenkapazität hergestellt. Für kürzere Wellen wurden vorhandene kleinere Spulen verwandt. Die Kapazitäten bestanden je nach der herzustellenden Frequenz aus Luft-, Glimmer- oder Papierkondensatoren. Zur Herstellung der notwendigen Kapazitätsänderung (dC) dienten genau geeichte Drehkondensatoren. Für die Frequenzen

1) W. Birnbaum, Ann. d. Phys. 49, S. 201, 1916.

Digitized by Google

der drahtlosen Telegraphie ließ sich auch mit Vorteil ein „Überlagerer" der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie verwenden.

Die Anordnung war die bei Röhrensendern übliche und ist aus der Fig. 1 zu entnehmen. Zum schnellen Austausch der Spulen und Kondensatoren diente ein kleines Schaltbrett (Fig. 2).

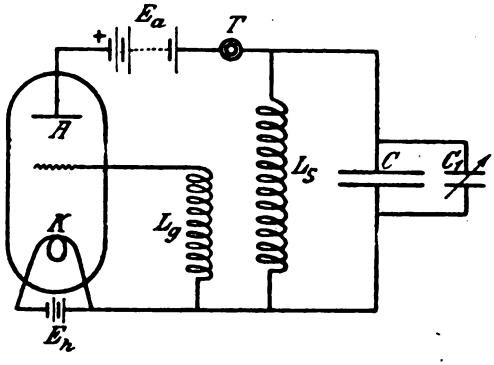


Fig. 1.

Außer zur Bestimmung von Schwingungszahlen ohne Zuhilfenahme von Wellenmessern oder geaichten Überlagerern kann die Methode noch dazu dienen, Kondensatoren durch Vergleich mit bekannten Kapa-

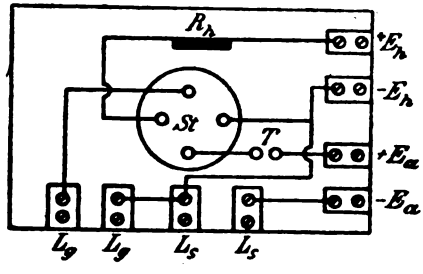


Fig. 2.

zitäten zu messen, Überlagerer zu kontrollieren und vor allem um Drehkondensatoren zu aichen. Dazu schaltet man den zu untersuchenden Kondensator C_1 parallel dem bekannten Kondensator C_2, und stellt den Schwebungston so ein, daß die durch Zusammenklang mit einer Stimmgabel entstehenden Schwebungen verschwinden. Dann geht man mit C_1 stufenweise vorwärts, mit C_2 rückwärts so, daß der Schwebungston stets dieselbe Tonhöhe erhält wie die Stimmgabel. Diese

Digitized by Google

Einstellung durch Vergleich mit einem Stimmgabelton bei Schwebungsfreiheit wird schärfer als die Einstellung auf Tonminimum bei der Brückenmethode.

Fehlerquellen.

1. Voraussetzung der Methode ist, daß die Thomsonschen Formel für den Meßröhrensender gültig ist. Bei zu enger Rückkoppelung treten bekanntlich Differenzen auf. Wenn man jedoch die Rückkoppelung so lose als möglich macht, daß noch gerade sicher Schwingungen auftreten, so ist die Fehlerquelle verschwindend.

2. Die oben abgeleitete Gleichung

$$n = -\frac{2\,dn \cdot C}{\partial C}$$

gilt eigentlich nur für unendlich kleine Kondensatoränderungen. Ist ΔC endlich, so muß die für unendlich kleine Änderungen hergeleitete Gleichung berichtigt werden.

Es ist

$$n^2 = \frac{1}{4\pi^2 L C} \tag{1}$$

Somit

$$(n + \Delta n)^2 = \frac{1}{4\pi^2 L (C + \Delta C)} \tag{2}$$

$$2\,\Delta n \cdot n = \frac{-\Delta C}{4\pi^2 L C (C + \Delta C)} \qquad (2)—(1)\ldots(3)$$

und da

$$L = \frac{1}{4\pi^2 n^2 C}$$

$$2\,\Delta n \cdot n + (\Delta n)^2 = \frac{-\Delta C n^2}{C + \Delta C} \tag{4}$$

$$\frac{n^2 \Delta C}{C + \Delta C} + 2\,\Delta n \cdot n + (\Delta n)^2 = 0 \tag{5}$$

Durch Auflösung nach n kommt:

$$n = \frac{-\Delta n \underset{(+)}{-} \Delta n \sqrt{1 - \frac{\Delta C}{C + \Delta C}}}{\frac{\Delta C}{C + \Delta C}} = \frac{-\Delta n \left\{1 + \sqrt{\frac{C}{C + \Delta C}}\right\}}{\frac{\Delta C}{C + \Delta C}} \tag{6}$$

Digitized by Google

Setzt man nun $\frac{\Delta C}{C} = \frac{1}{a}$, so folgt:

$$n = -\Delta n\left\{1 + \sqrt{\frac{a}{a+1}}\right\}(a+1) = -\Delta n\left\{a+1+a\sqrt{1+\frac{1}{a}}\right\} \quad (7)$$

Entwickelt man nun unter der Wurzel, so erhält man:

$$\begin{aligned} n &= -\Delta n\left\{a+1+a\left(1+\frac{1}{2a}-\frac{1}{8a^2}+\ldots\right)\right\} \\ &= -\Delta n\left\{2a+1+\frac{1}{2}-\frac{1}{8a}+\ldots\right\} \end{aligned} \quad (8)$$

Das Glied mit $8a$ wird schon bei $a = 3$ unter 1 % des Klammerausdrucks. Die wirklich vorgenommenen Änderungen ΔC sind aber wesentlich kleiner als $\frac{C}{8}$, so daß die Reihenentwicklung vor dem Glied mit $8a$ abgebrochen werden kann.

Es ist somit, wenn man wieder $Cn \cdot \Delta C$ einführt, und vom Zeichen absieht

$$n = \frac{2\Delta n \cdot C}{\Delta C} + 1{,}5\,\Delta n \text{ an Stelle von } n = \frac{2\,dn\,C}{dC} \quad (9)$$

Das heißt: der mit Differentialen statt Differenzen errechnete Wert ist zu vergrößern um $1{,}5\,\Delta n$. Berücksichtigt man dies nicht, so bekommt man noch 1 % Fehler für $\frac{dC}{C} = \frac{1}{75}$ oder $\frac{dn}{n} = \frac{1}{150}$.

3. Änderungen der Frequenz. Voraussetzung der Methode ist natürlich die Konstanz der beiden Schwingungen während der Messung. Bei Röhrensendern läßt sich diese Konstanz ohne Schwierigkeiten erzielen, wenn man die Gründe, welche bei ihnen Frequenzänderungen verursachen, vermeidet. Diese Gründe sind a) zu enge Rückkoppelung; b) Änderung der Heizung; c) Schwankungen der Anodenspannung; d) Veränderung der Kapazität durch Näherung von Leitern an die Schwingungskreise, e) Vorhandensein von Eisen in den Spulen. Wenn man auf diese Einflüsse achtet und sie vermeidet oder vermindert, so kann man die Konstanz der Schwebungen soweit bringen, daß eine Änderung ihrer Zahl im Laufe einer Viertelstunde sich mit der Stoppuhr nicht mehr nachweisen läßt.

4. Die Spulen der beiden die Schwebung erregenden Röhrensender dürfen nicht zu nahe beieinander aufgestellt werden, da sonst eine direkte Beeinflussung stattfindet. Bei den folgenden Versuchen war

Digitized by Google

der 2. Sender in einem anderen Zimmer aufgestellt, und nur die Telephonleitung führte von ihm in den Untersuchungsraum hinein.

5. Die Eigenkapazität der Spulen tritt zu der Kapazität der Kondensatoren hinzu und kann daher den Wert von C fälschen. Um diesen Fehler zu vermindern, darf die Kapazität der Kondensatoren nicht zu klein, die Selbstinduktion der Spulen entsprechend nicht zu groß gemacht werden. Bei den Messungen (vgl. S. 605) tritt nur einmal eine Wirkung der Kapazität der Spulen hervor, die das Ergebnis jedoch kaum um 1 % veränderte.

Messungen.

Die Methode ergab gleich bei den ersten Versuchen ohne alle Vorsichtsmaßregeln verhältnismäßig genaue Resultate. So erhielt ich beim Vergleich mit der Quinckeschen Methode $n = 3139$ statt 3269 (nach Quincke), $n = 3103$ statt 3140, $n = 3603$ statt 3750. Nachdem die Fehlerquellen erkannt waren und vermieden wurden, sanken die Differenzen, die bei den eben angeführten Messungen noch bis zu 4 % betrugen, bis auf etwa 1 % herunter. Eine Anzahl von Messungen für tiefe, mittlere und hohe Schwingungszahlen seien hier genauer beschrieben.

A. Tiefe Töne.

Die beiden Apparaturen der auf Seite 601 geschilderten Anordnung hatten als Schwingungsspulen die eine der oben erwähnten von Birnbaum gebrauchten Selbstinduktionen. Zur Kontrolle der Richtigkeit der Berechnung wurde das Monochord auf den gleichen Ton eingestellt und die Schwingungszahl aus der Seitenlänge in der bekannten Weise mittels einer Stimmgabel bestimmt.

Notwendig war eine größere Lampe und hohe Anodenspannung (200 Volt).

Beispiel: $n = 525$.

Es waren die Schwebungen des Grundtones und des 1. Obertones zu hören. Da diese letzteren stärker hervortreten, so wurden die Schwebungen des 1. Obertones gemessen.

Kondensator C (Fig. 1): 573 350 cm.

Es wurden gezählt:

$$50 \text{ Schwebungen in } \left\{ \begin{matrix} 58{,}6 \\ 58{,}6 \\ 58{,}6 \end{matrix} \right\} \text{ Sekunden bei der Kondensatorstellung } (C_1): 180^0$$

Digitized by Google

50 Schwebungen in $\left\{\begin{matrix}58{,}6\\58{,}4\\58{,}4\end{matrix}\right\}$ Sekunden bei der Kondensatorstellung $(C_2): 27^0$

153^0 des geeichten Kondensators entsprechen 1894 cm.

$$\Delta C = \frac{1894}{2} = 947$$

Somit:

$$n = \frac{2 \cdot 50 \cdot 573350}{58{,}5 \cdot 947} = 1035;\ \text{Korrektion} + 1{,}5\ \Delta n\ \text{(S. 603)}$$

$$n_{corr.} = 1036{,}5$$

Eine 2. Beobachtung mit anderen Selbstinduktionen und anderer Außenkapazität ergab:

$$n_{corr.} = 1037{,}5$$

Mittel:

$$n = 1037$$

Der Grundton selbst wäre also 518,5.

Mit dem Monochord wurde gefunden $\frac{256 \cdot 98}{47{,}7} = 525$.

(Die Saite war abgestimmt auf $n = 256$; ganze Länge 98 cm, Teillänge 47,7 cm.)

Der Wert ist etwas über 1 % zu klein. Der Sinn des Fehlers liegt in der Richtung einer zu klein eingesetzten Kapazität, dürfte also der vernachlässigten Spulenkapazität zuzuschreiben sein.

B. Mittlere Töne.

Die Versuchsanordnung war wie bei A. Zur Kontrollmessung diente bei tieferen Tönen das Monochord, bei höheren Tönen, etwa von $n = 2500$ m, bei denen das Monochord unzuverlässig wird, ein Quinckesches Rohr, in der aus Fig. 3 ersichtlichen Art. Bei Tönen von etwa $n = 10000$ ab versagt auch das Quinckesche Rohr, es wurde deshalb dort die Frequenz aus Kapazität und Selbstinduktion eines resonierenden Kreises berechnet.

Zu dem Zweck wurde mit dem Schwingungskreis der einen Apparatur ein weiterer Kreis in Resonanz gebracht, der Thermokreuz (oder Detektor) und Galvanometer enthielt. Kennt man nun die Konstanten des 2. Kreises, so läßt sich daraus nach der Thomsonschen Formel n bestimmen. Die Spule des Resonanzkreises war einlagig. Benutzt wurde ein Teil der Spule bei abgeschalteten freien Enden. Der Selbst-

Digitized by Google

induktionskoeffizient dieses Teiles gemessen mit dem M. Wienschen Apparat zur Bestimmung von Selbstinduktionskoeffizienten betrug $14.18 \cdot 10^6$ cm. Zum Thermokreuz (oder Detektor) wurde ein kleiner Widerstand (5 Ohm) parallel geschaltet, damit dem Schwingungskreis

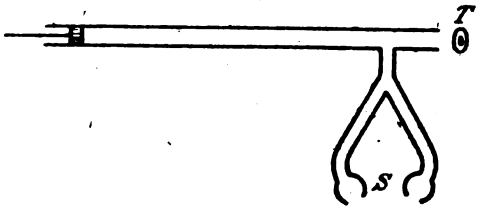


Fig. 3.

möglichst wenig Energie entzogen wurde. Der Abstand der Schwingungskreisspule von der R-sonanzspule war so groß gewählt, daß eine Rückwirkung nicht zu befürchten war.

Beispiele:

a) $n_{\text{Schwebg.}} = \dfrac{2 \cdot 50 \cdot 222\,400 \cdot 2}{15{,}2 \cdot 1805} = 1621$; corr. 1626

$n_{\text{Monoch.}} = \dfrac{256 \cdot 846{,}5}{132{,}5} = 1623$

$n_{\text{Quincke}} = \dfrac{342 \cdot 9}{188{,}8} = 1631$

$\left(9\dfrac{\lambda}{2} = 94{,}4 \text{ cm}\right)$

b) 80 Schwebungen in $\left.\begin{matrix}10{,}8\\11{,}2\\11{,}0\\10{,}8\\11{,}2\end{matrix}\right\}$ Sek.

$n_{\text{Schwebg.}} = \dfrac{2 \cdot 80}{11} \cdot \dfrac{43\,300}{175} = 3599$; corr. 3610

$n_{\text{Monoch.}} = 3600$

c) $n^2_{\text{Resonanzkreis}} = \dfrac{1}{4\pi^2 L C} = \dfrac{1}{4\pi^2} \dfrac{10^9 \cdot 9 \cdot 10^{11}}{18{,}01 \cdot 10^6 \cdot 9320}$;

hieraus $n = 11\,593$

$n_{\text{Schwebg.}} = \dfrac{2 \cdot 256 \cdot 24460 \cdot 2}{2250} = 11\,132$; $n_{\text{corr.}} = 11\,516$

Digitized by Google

C. Hohe „Töne" (Frequenzen der drahtlosen Telegraphie).

Als Sender kam ein selbstgebauter Apparat mit einlagiger Wicklung und dem Selbstinduktionskoeffizienten von der Größenordnung 10^6 cm in Betracht.

Als Empfänger diente ein Überlagerer von Telefunken mit einem Wellenbereich bis 15000 m. Man verfährt nun wie beim Schwebungsempfang. Den Vergleichston gab eine Stimmgabel mit $n = 1024$ Schwingungen. Es wurde so lange verändert, bis der Schwebungston mit dem Stimmgabelton keine Schwebungen mehr hören ließ. Häufig wird beim Schwebungsempfang als „Mischungsspule" für die beiden Schwingungen die Antennenspule eines Empfangsapparates für gedämpfte Wellen benützt; das Telephon liegt in der Detektorspule. Die in den Apparat eingebauten Spulen, die anfänglich diesem Zwecke dienten, koppeln aber für sehr lange Wellen nicht genügend. Es wurden daher Flachspulen verwendet und als Detektor ein Siliciumdetektor, dessen kleiner Widerstand besser zum nL der Spule paßt. Der kleinen Außenkapazität wegen müssen die gebrauchten Kapazitäten durch kurze Drähte verbunden sein; auch muß dafür gesorgt werden, daß auch sonst möglichst keine schädlich wirkenden Kapazitäten vorhanden sind.

Beispiele:

a) $$n = \frac{2 \cdot 1024 \cdot 10120 \cdot 2}{283} = 73324$$

$$n_{corr.} = 73324 + 1536 = 74770$$

$$\lambda_m = \frac{c}{n} = \frac{3 \cdot 10^8}{74770}\,\text{m} = 4012\,\text{m}$$

Der Überlagerer stand auf 4000 m.

b) $$n = \frac{2 \cdot 1024 \cdot 10318 \cdot 2}{433} = 97605 \text{ corrig.: } n = 99141$$

$$\lambda_m = 3026\,\text{m}$$

Der Überlagerer stand auf 3000 m

Der Wellenmesser ergab 3040 m.

Zusammenfassung.

Es wird eine Methode beschrieben, nach welcher man unter Benutzung eines Röhrensenders die Schwingungszahl von akustischen und elektrischen Schwingungen bestimmen kann. Zu dem Zweck wird die Schwingung des Röhrensenders zunächst genau mit der zu messenden Schwingung in Übereinstimmung gebracht, darauf durch Veränderung

Digitized by Google

der Kapazität C des Röhrensenders um ΔC eine Differenz Δn der beiden Schwingungen erzeugt, die aus der Zahl der Schwebungen oder aus dem Schwebungston bestimmt wird. Aus C, ΔC, Δn ergibt sich in einfacher Weise die gesuchte Schwingungszahl n. Die Methode ist naturgemäß nur auf Schwingungen anwendbar, deren Frequenz während der Dauer der Messung konstant bleibt, die Genauigkeit der Messung ist, wenn die notwendigen Vorsichtsmaßregeln eingehalten werden, ca. 1 %.

Über die Entstehung der Neben-Tonspektren beim Schwebungsempfang.

Von **Max Wien.**

(Aus dem Laboratorium der Technischen Abteilung für Funkergerät, Empfangsstation Jena.)

Es ist allgemein bekannt, daß beim Schwebungsempfang neben dem eigentlichen Tonspektrum der Grundwelle noch eine Reihe anderer Tonspektren auftreten, und zwar um so mehr, je stärker die beiden zur Interferenz kommenden Schwingungen sind, oder auch, je mehr man die Schwebungstöne verstärkt. Neben den Tonspektren der Oberwellen $\lambda_{s/2}$, $\lambda_{s/3}$, der Sendewelle λ_s findet man auch Tonspektren, die ganzen Vielfachen der Sendewellen, also $2\lambda_s$, $3\lambda_s$ entsprechen würden. Bei stärkerer Intensität der beiden Schwingungen oder auch größerer Verstärkung treten außerdem noch Tonspektren heraus, die Brüchen der Sendewelle also $^2/_3\,\lambda_s$, $^3/_2\,\lambda_s$, allgemein $n/m \cdot \lambda_s$ entsprechen würden. Ein Beispiel solcher Tonspektren ist in Tabelle 1 gegeben. Sie wurden erhalten mit einem D.-Empfänger von Telefunken, also Audionrückkopplung mit Zwischenkreis, und einem Überlagerer als Sender, der dicht neben dem Empfänger stand, und auf 800 m eingestellt war. In der ersten Reihe der Tabelle sind die Wellenlängen des Empfängers angegeben, bei denen Tonspektren auftraten, in der zweiten Reihe der zur Berechnung der Wellenlänge dienende Bruch n/m, in der dritten die berechneten Wellenlängen, in der vierten die Summe der Ordnungszahlen $n + m$, in der fünften die geschätzte Tonstärke von I – IV, die beiden letzten Reihen sollen später besprochen werden.

Digitized by Google

Tabelle 1. $\lambda_s = 800$ m.

λ_s beob.	n/m	λ_s ber.	$n+m$	Stärke	ΔC beob.	ΔC ber. $(26/m)$
308	$^3/_8$	300	11	I	2°	3,2°
328	$^2/_5$	320	7	II	5°	5,2°
349	$^3/_7$	342	10	I	4°	3,5°
403	$^1/_2$	400	3	IV	13°	13,0°
460	$^4/_7$	457	11	I	4°	4,6°
485	$^3/_5$	480	8	II	5°	5,2°
—	$^5/_8$	500	13	—	—	3,2°
540	$^2/_3$	533	5	III	9°	8,7°
—	$^5/_7$	571	12	—	—	4,6°
602	$^3/_4$	600	7	III	6°	6,5°
642	$^4/_5$	640	9	II	5°	5,2°
670	$^5/_6$	666	11	I	5°	4,8°
—	$^6/_7$	685	13	—	—	4,6°
800	$^1/_1$	800	2	IV	26°	26,0°
—	$^7/_6$	933	13	—	—	4,8°
—	$^6/_5$	960	11	—	—	5,2°
1005	$^5/_4$	1000	9	II	7°	6,5°
1068	$^4/_3$	1066	7	II	9°	8,7°
—	$^7/_5$	1120	12	—	—	5,2°
1200	$^3/_2$	1200	5	IV	13°	13,0°
—	$^8/_5$	1240	13	—	—	5,2°
1333	$^5/_3$	1333	8	I	8°	8,7°
—	$^7/_4$	1400	11	—	—	6,5°
1605	$^2/_1$	1600	3	IV	26°	26,0°

Die beobachteten Wellenlängen stimmen mit den berechneten innerhalb der Grenzen der Eichung des Empfängers überein. Einige der berechneten Wellenlängen fehlen bei den beobachteten, offenbar weil sie zu schwach waren. Die Tonstärke ist am stärksten bei denjenigen Tonspektren, welche eine niedrige Summe der Ordnungszahlen $n + m$ besitzen, und, je höher diese Summe steigt, um so schwächer ist die Hörbarkeit, $n + m = 11$ ist nur noch vereinzelt hörbar, 12 und 13 nirgends mehr.

Oberwellen und Kombinationsschwingungen.

Die Herkunft der Nebentonspektren kann ganz im Sender gesucht werden; außer normalen Oberwellen, die Bruchteilen von λ_s also λ_s/m entsprechen würden, müßte der Sender „Unterwellen“ $(n\,\lambda_s)$ und „Bruchwellen“ $n/m\,\lambda_s$ aussenden, was natürlich-physikalisch schwer verständlich wäre.

Hingegen läßt sich das Auftreten aller Tonspektren erklären, wenn man noch die Oberwellen des Empfängers hinzunimmt. Die Grundwelle des Senders gibt mit den Oberwellen des Empfängers

Digitized by Google

Tonspektren für $\lambda_e = 2\lambda_s$, $3\lambda_s \ldots n\lambda_s$, das sind die scheinbaren „Unterwellen" des Senders. Die „Bruchwellen" entstehen durch Schwebung von Oberwellen des Senders mit Oberwellen des Empfängers, z. B. in der Tabelle 1, das Tonspektrum bei der Empfangswelle von 666 m als Schwebung des fünften Obertones der Empfangswelle 666 m mit der sechsten Oberwelle der Sendewelle 800 m. Es schwebt also in Wirklichkeit die kurze Welle von 133 m.

Für das Entstehen der Nebentonspektren kann jedoch noch eine ganz andere Ursache herangezogen werden und zwar die Bildung von Kombinationsschwingungen entsprechend den Kombinationstönen der Akustik. Nach der Helmholtzschen Theorie entstehen Kombinationstöne, falls der Empfangsapparat, auf den die beiden ursprünglichen Tonschwingungen auffallen, unsymmetrische Elastizität besitzt. Helmholtz setzt die Kraft K, welche den Punkt in die Gleichgewichtslage zurückzuführen strebt, nicht einfach proportional der ersten Potenz der Elongation x, sondern fügt noch ein quadratisches Glied hinzu: $K = ax + bx^2$. Genau das Gleiche findet bei den Gleichrichtern (Thermoelement, Detektor, Audion) statt. Auch hier kann man die Erscheinung dadurch darstellen, daß man die Spannung an den Enden des Gleichrichters nicht einfach proportional der Stromintensität J setzt, sondern noch ein quadratisches Glied hinzufügt, so daß die Spannung durch $AJ + BJ^2$ gegeben ist.

Läßt man auf einen solchen einen Gleichrichter enthaltenden Kreis zwei sinusförmige elektromotorische Kräfte: $a \sin(pt - \varepsilon_p)$ und $b \sin(qt - \varepsilon_q)$ wirken, so müssen Ströme entstehen, die außer den Grundschwingungen p und q noch Kombinationsschwingungen enthalten, und zwar Differenz- und Summationsschwingungen, genau wie bei der Helmholtzschen Theorie der Kombinationstöne, entsprechend dem Umstand, daß in beiden Fällen die gleichen Differentialgleichungen bestehen. Für uns kommen hier nur die Differenzschwingungen in Betracht; es entstehen nach der Helmholtzschen Theorie sowohl Differenzschwingungen: $p - q$, $2p - q$, $3p - q$ usw., die in ihrer Wirkung den Oberwellen des Senders entsprechen würden, als auch: $p - q$, $p - 2q$, $p - 3q \ldots$, die den „Unterwellen", als auch schließlich $3p - 2q$, $2p - 3q \ldots$, $mp - nq$, die den „Bruchwellen" entsprechen würden.

Aus der Art ihrer Entstehung folgt, daß die Intensität der Kombinationsschwingungen mit der Summe ihrer Ordnungszahlen $(m + n)$ immer mehr abnehmen muß. Die Theorie gibt jedoch keinen näheren

Digitized by Google

Aufschluß über das Gesetz der Abnahme der Amplituden.[1]) Im Gegensatz zu den Oberwellen, die je nach der Anregung und den sonstigen äußeren Umständen mehr oder weniger hervortreten können, sind bei den Kombinationswellen nicht etwa einzelne Schwingungen bevorzugt oder benachteiligt. Sie müssen also alle gleichmäßig auftreten, abgesehen natürlich von der Abnahme ihrer Intensität mit der Summe der Ordnungszahlen.

Da hier einer der seltenen Fälle vorliegt, in denen man Kombinationsschwingungen objektiv verfolgen kann, so ist ihre Untersuchung nicht allein für die drahtlose Telegraphie von Bedeutung, sondern sie besitzt allgemeineres physikalisches Interesse.

Über welche experimentellen Hilfsmittel verfügen wir nun, um den wirklichen Ursprung der Nebentonspektren zu untersuchen? Wir können erstens feststellen, welche Wellenlängen wirklich interferieren, indem wir ihre Schwingungszahl nach der in der vorstehenden Arbeit von R. Weller angegebenen Methode messen. Ferner können wir durch Verwendung der Resonanz die Wellen in ihrer Intensität in weiten Grenzen verändern und so auseinander halten.

Bestimmung der interferierenden Wellenlängen.

Um festzustellen, welche Wellenlängen wirklich zur Interferenz kommen, wurde der Empfänger (F.-Apparat von Telefunken mit Audionrückkopplung) dauernd auf 800 m gestellt, der Sender (Überlagerer) wurde einmal auf Wellen, die kleiner als 800 m sind, gestellt, dann auf Wellen größer als 800 m.

Die zur Erzeugung eines Schwebungstones von 1000 Schwingungen über und unter dem Interferenzpunkt notwendige Änderung der Kapazität (ΔC) in Skalenteilen eines Feinkondensators, der dem Kondensator des Empfängers parallel geschaltet war, ist jedesmal neben der Sendewelle angegeben.

I. λ_s kleiner als 800 m		II. λ_s größer als 800 m	
$\lambda_s = 800$ m	$\Delta C = 8^0$	$\lambda_s = 800$ m	$\Delta C = 8^0$
$\lambda_s = 400$ m	$\Delta C = 4^0$	$\lambda_s = 1600$ m	$\Delta C = 8{,}1^0$
$\lambda_s = 267$ m	$\Delta C = 2{,}7^0$	$\lambda_s = 2400$ m	$\Delta C = 7{,}8^0$
		$\lambda_s = 3200$ m	$\Delta C = 8{,}3^0$
		$\lambda_s = 8000$ m	$\Delta C = 8{,}1^0$

Offenbar verhält sich bei I. ($\lambda_s < 800$ m) ΔC wie $1 : {}^1/_2 : {}^1/_3$. die interferierenden Wellen sind 800, ${}^{800}/_2$ und ${}^{800}/_3$, d. h., es sind,

1) E. Budde, Verhandl. Dtsch. physik. Gesellsch. 1919, S. 70.

Digitized by Google

wie zu erwarten war, keine „Unterwellen“ vorhanden, sondern die jedesmalige Sendewelle interferiert mit der betreffenden Oberwelle des Empfängers, bei II. ist ΔC überall gleich, die interferierenden Wellen sind jedesmal 800 m, die im Empfänger als Oberwellen von 1600 m. 2400 m usw. auftreten.

Natürlich können die Schwebungstöne auch durch Kombinationsschwingungen entstehen, vielleicht gehen auch beide Ursachen Hand in Hand. Jedenfalls können wir aus diesen Versuchen allein keine weiteren Aufschlüsse über den Ursprung der Nebentonspektren erhalten.

Genau in der gleichen Art wurden auch bei der Versuchsreihe der Tabelle 1 (Seite 609) die interferierenden Wellenlängen nach der Wellerschen Methode festgestellt. In den beiden letzten Reihen finden wir unter „ΔC beobachtet“ und „berechnet“ die Ergebnisse. Die beobachteten ΔC entsprechen durchweg innerhalb der Beobachtungsfehler den berechneten; „Unterwellen“ sind nicht vorhanden, es interferieren entweder Oberwellen des Senders bezw. des Empfängers oder es entstehen Kombinationsschwingungen.

Wenn mithin die Beobachtung der ΔC uns auch keinen Aufschluß über den Ursprung der Tonspektren zu geben vermag, so kann die Breite des Doppelspektrums (ΔC) doch in vielen Fällen der Praxis einen Anhalt dafür geben, von welchem Sender das beobachtete Tonspektrum herstammt. Das ΔC am Empfangskondensator muß für die richtige Wellenlänge des zu empfangenden Senders eine bestimmte, dem erfahrenen Beobachter bekannte Breite besitzen, ist das ΔC halb so breit als normal oder noch schmaler, so handelt es sich um kürzere Sendewellen, die mit Oberwellen des Empfängers schweben. Sind die Sendewellen Vielfache der Empfangswelle, so können Oberwellen des Senders mit der Empfangswelle schweben oder Kombinationsschwingungen entstehen, in beiden Fällen ist das ΔC gerade so breit, wie bei der Interferenz der richtigen Wellen. In diesem Fall bietet also die Beobachtung von ΔC kein Unterscheidungsmerkmal.

Resonanzversuche.

Um mit Hilfe der Resonanz zunächst einmal das Vorhandensein von Kombinationsschwingungen bei Überlagerungsempfang nachzuweisen, wurde folgender Weg eingeschlagen (vgl. Fig. 1). Von zwei Röhrensendern (Überlagerern) wurden durch lose Koppelung mit wenig gedämpften Rahmenantennen SR_1 und SR_2 zwei möglichst oberwellenfreie Schwingungen ausgesandt, z. B. $\lambda_1 = 700$, $\lambda_2 = 1400$ m.

Digitized by Google

Diese Schwingungen wurden wieder durch zwei wenig gedämpfte Rahmenantennen, ER_1 und ER_2 empfangen, die auch auf 700 und 1400 m abgestimmt waren. Die beiden Empfangsantennen induzierten beide auf einen aperiodischen Kreis mit Detektor und Telephon, und

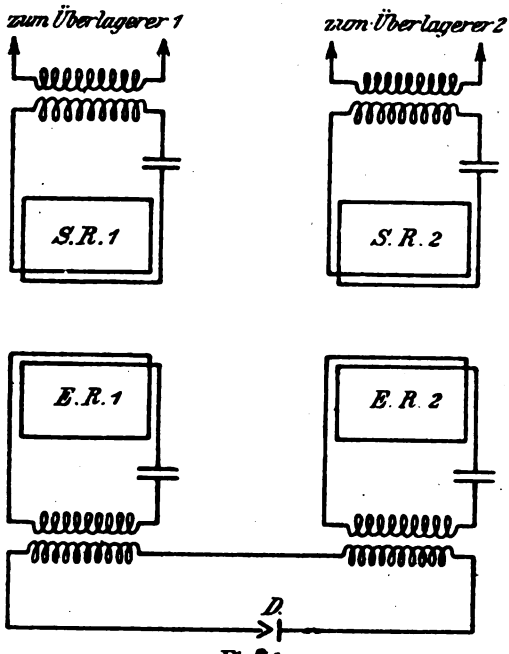


Fig. 1.

konnten direkt oder verstärkt abgehört werden. Die Versuche ergaben folgendes:

$\lambda_1 = 900$ m, $\lambda_2 = 900$ m ohne Verstärkung laut hörbar
„ $= 900$ „ „ $= 450$ „ mit Verstärkung laut hörbar
„ $= 700$ „ „ $= 700$ „ ohne Verstärkung laut hörbar
„ $= 700$ „ „ $= 1400$ „ ohne Verstärkung hörbar
„ $= 700$ „ „ $= 2100$ „ mit Verstärkung laut hörbar

Das Vorhandensein der Schwebungstöne ist noch kein sicherer Beweis für das Auftreten von Kombinationsschwingungen, da trotz der ausgebildeten Resonanz Reste von Oberwellen der längeren Wellen die Wirkung hervorrufen könnten: Z. B. könnte die erste Oberwelle von $\lambda_1 = 900$ m $\lambda_{1/2} = 450$ m mit $\lambda_2 = 450$ m schweben, ebenso

Digitized by Google

die erste Oberwelle von $\lambda_2 = 1400$ mit $\lambda_1 = 700$ m usw. Der sichere Beweis von Kombinationsschwingungen liegt in all diesen Fällen darin, daß die Lautstärke scharf hervortretende Maxima besaß, wenn die Empfangsantenne der längeren Wellen auf 900 m bezw. 1400 oder 2100 m abgestimmt wurde. Für die Oberwellen 450 m statt 900 m, 700 m statt 1400 und 2100 m wären ja die Empfangskreise völlig verstimmt gewesen, hätten also die beobachteten Resonanzmaxima nicht zeigen dürfen.

Es wurden auch Versuche gemacht, die Empfangslautstärken nach der Parallel-Ohm-Methode zu messen, jedoch sind die Ergebnisse wegen der Unsicherheit der Verstärkung, die gerade beim Schwebungsempfang groß ist, wegen der störenden Eigentöne des Telephons und, weil die Detektorsorte einen gewissen Einfluß auf die Ergebnisse zeigte, allzu ungenau, als daß Zahlenwerte angegeben werden könnten, immerhin ist soviel sicher, daß die Kombinationsschwingungen bei Überlagerungsempfang zwar wesentlich schwächer sind als die Schwebungen der Grundschwingungen, aber doch nicht von einer anderen Größenordnung.

Weitere Versuche wurden zu dem Zweck ausgeführt, um festzustellen, ob auch beim Empfang mit Audionrückkopplung Kombinationsschwingungen sich bemerkbar machen. Dazu wurde ein F.-Empfänger der Ges. f. drahtlose Telegraphie benutzt und zwar zunächst bei direkter Schaltung, dann auch bei Zwischenkreisschaltung. Als Sender (Fig. 2) wurde ein Überlagerer mit wenig gedämpfter Rahmenantenne verwandt, und in einem anderen Zimmer aufgestellt, so daß nur eine geringe Wirkung vom Überlagerer selbst auf den Empfänger vorhanden war und im wesentlichen nur von der Rahmenantenne ausgestrahlte Schwingungen empfangen wurden.

Der Empfänger wurde ebenfalls mit einer wenig gedämpften Rahmenantenne verbunden.

Sender und Empfänger wurden zunächst auf die gleiche Welle $\lambda_e = \lambda_e = 1600$ m eingestimmt, um einen Anhalt für die Empfangslautstärken der Grundschwingungen gegenüber den Kombinationsschwingungen zu erhalten.

Dann wurde der Empfänger auf 800 m eingestellt; es ergab sich ein zwar viel schwächeres, aber mit Verstärkung immer noch gut hörbares Tonspektrum. Der Beweis, daß hier Kombinationsschwingungen vorliegen, wurde in der Weise geführt, daß der Senderrahmen verstimmt wurde, während der mit ihm gekoppelte Sendeüberlagerer die Welle 1600 beibehielt. Es zeigte sich ein ausgesprochenes Maximum

Digitized by Google

für die Einstimmung des Senderrahmens auf 1600 m, also Kombinationsschwingungen. Ferner aber zeigte sich ein zweites deutliches Maximum, wenn der Senderrahmen auf 800 m eingestimmt wurde, also auf die erste Oberwelle des Sendeüberlagerers. Auf diese Weise konnte das Kombinationstonspektrum von dem von Oberwellen herrührenden Tonspektrum durch Resonanz getrennt werden.

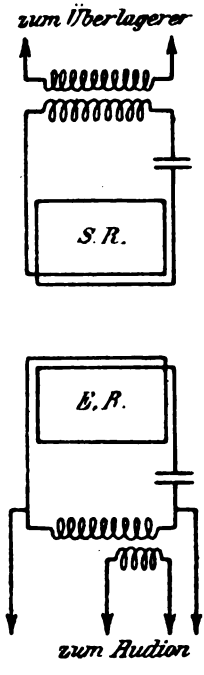


Fig. 2.

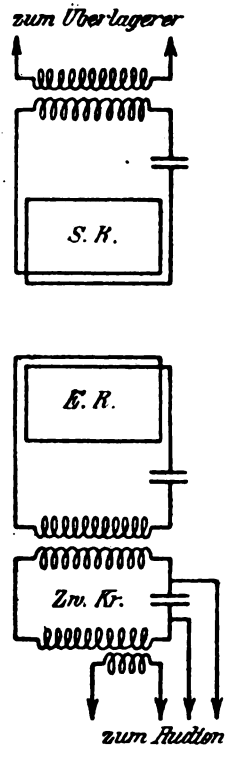


Fig. 3.

Ebenso gelang die Trennung bei $\lambda_{\alpha/3} = 533$ m, wobei die Resonanz sowohl bei Kombinationsschwingungen, als auch bei der Oberwelle noch deutlicher hervortrat.

Um einen Anhalt für die Intensitätsverhältnisse und die Schärfe der Resonanz zu geben, seien einige Parallel-Ohm-Messungen für verschiedene Stellungen des Drehkondensators der Senderrahmenantenne angeführt unter nochmaligem Hinweis auf die Unsicherheit derartiger Messungen.

Digitized by Google

Sendewelle 1600 m Empfangswelle 800 m				Sendewelle 1600 m Empfangswelle 533 m			
$C =$ 28°	15	Parallelohm	Oberwellen	$C =$ 0°	25	Parallelohm	Oberwelle
$C =$ 32°	2	„		$C =$ 10°	5	„	
$C =$ 36°	10	„		$C =$ 30°	40	„	
$C = 100°$	40	„	Kombinationsschwingung	$C = 120°$	150	„	Kombinationsschwingung
$C = 140°$	20	„		$C = 159°$	10	„	
$C = 159°$	8	„		$C = 180°$	100	„	
$C = 180°$	15	„					

Auch bei Verwendung des Zwischenkreises bei Audionrückkopplung (Fig. 3) läßt sich das Vorhandensein von Kombinationswellen nachweisen, wenn man die Empfangsantenne auf die Sendewelle λ_s, das Schwingaudion auf die Wellen $\lambda_{s/2}$, $\lambda_{s/3}$ einstellt und die Zwischenkreiskopplung nicht zu lose macht. Die Sendewelle muß bei diesen Versuchen die längere sein, weil das Audion stets Oberwellen besitzt, die mit der Empfangswelle schweben. Daher würde keine Möglichkeit bestehen, hier zwischen Kombinationsschwingung und der Oberwellenwirkung, die gleichzeitig auftritt, zu entscheiden. Ferner muß hier eine direkte Wirkung des Senders auf das Schwingaudion möglichst vermieden werden, da sonst die Erscheinung nicht hervortritt.

Ich erhielt bei einem Versuch mit Sendewelle 1600 m und Einstellung des Schwingaudions auf 800 m deutliche Kombinationswellen und ebenfalls deutliche Wirkung von Oberwellen. Die Trennung geschah dadurch, daß der Empfangsrahmen einmal auf die Grundwelle 1600, das andere Mal auf die Oberwelle 800 eingestimmt wurde. Die Schwebungstöne waren hier in beiden Fällen recht schwach ausgebildet, da einmal der Zwischenkreis wenig gedämpft ist, so daß von der auf ganz verschiedener Welle schwingenden Antenne nur wenig auf ihn übergeht, das andere Mal, weil die Rahmenantenne des Senders nur schwache Oberwellen aussendet. Die Resonanz war aber in beiden Fällen deutlich erkennbar.

Praktische Empfangsversuche.

Bisher sind nur Laboratoriumsversuche beschrieben worden, bei denen alles so eingerichtet wurde, daß die gesuchte Wirkung möglichst deutlich hervortrat. Es soll nun noch über einige praktische Empfangsversuche berichtet werden, bei denen mit den beiden in Jena vorhandenen Antennen und normalen Empfängern Fernstationen empfangen wurden. Es sollte untersucht werden, ob auch hier eine Trennung von Oberwellen und Kombinationsschwingungen möglich ist.

Nach den Laboratoriumsversuchen ist der Überlagerungsempfang

Digitized by Google

für die Beobachtung der Kombinationsschwingungen bei weitem günstiger, als der Empfang mit Audionrückkopplung. Es gelang auch ohne weiteres beim Empfang der Großstationen Nauen und Eilvese mit der großen und kleinen Antenne und einem Telefunkenempfänger *E* 5 Kombinationsschwingungen im Detektorkreis festzustellen. Bei Einstimmung der Antenne mit und ohne Zwischenkreis auf die Sendewelle einer Großstation z. B. 12 600 m, war stets auch bei Einstellung des Überlagerers auf $\lambda_s/2$, $\lambda_s/3$ . . . also 6300, 4200, 3150 m . . ., verhältnismäßig lauter Empfang zu erzielen, dabei war eine scharfe Abstimmung der Antenne mit und ohne Zwischenkreis auf die Sendewelle λ_s zu beobachten, so daß es sich offenbar um Kombinationsschwingungen handelte. Hingegen zeigten sich bei Einstimmung der Antenne auf die Oberwellen $\lambda_s/2$, $\lambda_s/3$ . . . auch bei Verstärkung nur sehr schwache Töne, oder sie ließen sich überhaupt nicht feststellen; ein Zeichen, daß die Oberwellen der Großstationen jetzt verhältnismäßig schwach sind. Die früheren starken Oberwellen von Nauen sind ja auf Veranlassung der Militärbehörden hin seit dem vorigen Sommer durch geeignete Schaltungen ganz wesentlich geschwächt. Daß bei Überlagerungsempfang die Oberwellen des Senders bei Einstimmung der Empfangsantenne auf die Grundwelle deutlicher hervortreten, als bei Einstimmung der Antenne auf die Oberwellen selbst, ist mehrfach beobachtet worden; nach dem vorstehenden handelte es sich dabei garnicht um wirkliche Oberwellen, sondern sie waren durch die Kombinationsschwingungen vorgetäuscht. Die Kombinationswellen können unter Umständen zur Aufnahme langer Wellenlängen brauchbar sein, wenn man nicht über einen Überlagerer für hohe Wellenlängen verfügt, da auch mit der Überlagerung von $\lambda_s/2$ und $\lambda_s/3$ noch verhältnismäßig starke Schwebungstöne erzielt werden können[1]).

Ferner wurden mit dem F.-Empfänger der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, also mit Audionrückkopplung, kürzere Wellenlängen untersucht, und zwar wurde der Verkehr mit Röhrensendern zwischen Berlin ($\lambda_s = 660$ m) und Weimar ($\lambda_s = 900$ m) dazu benutzt. Bei den Berliner Zeichen konnten weder Oberwellen, noch Kombinationswellen beobachtet werden, offenbar weil die Energie dazu nicht ausreichte. Hingegen gelang es bei dem viel stärkeren Empfang aus

1) Herr Dr. Esau teilte mir freundlichst mit, daß auf den Fernempfangsstationen der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie die europäischen Großstationen auf Grund der Kombinationswellen mit $\lambda_s/2$ und $\lambda_s/3$ aufnehmbar seien; gelegentlich sei es auch einmal gelungen, eine amerikanische Station in der Art zu empfangen.

Digitized by Google

Weimar. Bei direkter Schaltung des Empfängers wurde neben der starken Welle 900 m auch die Welle 450 ziemlich stark gehört, jedoch konnte natürlich bei direktem Empfang nicht unterschieden werden, ob Oberwelle oder Kombinationsschwingung der Ursprung des Empfangs war; hingegen gelang es mit Zwischenkreisempfang, sowohl das Oberwellenmaximum bei Einstimmung der Antenne auf 450 m, als auch ein, allerdings nur schwach hervorretendes, den Kombinationsschwingungen entsprechendes Maximum bei Einstimmung der Antenne auf 900 m festzustellen.

Störung des Empfangs durch Oberwellen und Kombinationsschwingungen.

1. Oberwellen des Senders wirken wie neue Sender, es müssen daher die Oberwellen vor allem bei Großstationen soweit als irgend möglich geschwächt werden. Überlagerer und Schwingaudion wirken ebenfalls als Sender und stören in der Nähe. Da man bei größeren Empfangsstationen gezwungen ist, mehrere Empfänger gleichzeitig in unmittelbarer Nähe zu betätigen, so ist es eine weitere wichtige Aufgabe, die Strahlung und die Oberwellen des Überlagerers und des Schwingaudions zu vermindern.

2. Wenn wir die Strahlung des Senders als oberwellenfrei voraussetzen, so treten noch in Folge der Oberwellen des Empfangsüberlagerers oder Audions Tonspektren für $\lambda_e = \lambda_{e/2}$, $\lambda_e = \lambda_{e/3}$ ... auf. Diese können normaler Weise nur durch „Durchschlagen" der auf λ_e eingestimmten Antenne oder des Zwischenkreises bis zum Gleichrichter vordringen. Man kann diese Neben-Tonspektren an ihrer geringeren Breite (ΔC) erkennen. Abhilfe kann hier nur starke Selektion des Empfanges bringen. Die Tonspektren treten natürlich stärker hervor, wenn man die Antenne auf die höheren Wellen $\lambda_{e/2}$, $\lambda_{e/3}$ einstimmt, was beim Suchen eintreten kann, aber eigentlich ein „Kunstfehler" ist.

3. Die Kombinationsschwingungen bewirken, daß auch bei völlig obertonfreiem Sender und Empfänger Nebenspektren auftreten, und zwar für die gleichen Wellenlängen des Empfängers wie die durch die Oberwellen verursachten Tonspektren. Kombinationsschwingungen können im Prinzip nur dadurch zustande kommen, daß eine von der aufzunehmenden weit entfernte Wellenlänge $\lambda_{e/2}$, $\lambda_{e/3}$ ... oder $2\lambda_e$, $3\lambda_e$ ... bis zum Gleichrichter vordringt. Ihre Entstehung setzt also auch ein „Durchschlagen" der Selektion des Empfängers voraus, und sie treten, wie die obigen Versuche zeigen, nur dann merklich hervor, wenn

Digitized by Google

man die Antenne auf die Störwelle einstimmt, also einen Kunstfehler macht.

Immerhin bedingt das Vorhandensein der Kombinationsschwingungen, welche die gleichen störenden Tonspektren hervorrufen wie die Oberwellen, eine praktische Grenze, wie weit man mit der Verminderung der Oberwellen bei Sender und Empfänger zweckmäßiger Weise zu gehen hat, und bedingt auch eine Grenze für die Möglichkeit des Empfangs in der Nähe fremder Sender, falls es wirklich gelingen sollte, die Oberwellen bei Sender und Empfänger zu unterdrücken.

Zum Schluß möchte ich nicht verfehlen, meinem bisherigen Assistenten, Herrn Dr. Birnbaum, für seine Hilfe bei den Versuchen auch an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß die Neben-Tonspektren beim Schwebungsempfang sich theoretisch sowohl durch Oberwellen von Sender und Empfänger, als auch durch Kombinationsschwingungen, wie sie durch die Wirkung des Gleichrichters entstehen, erklären lassen. Die Kombinationswellen wurden durch Resonanz von den Oberwellen getrennt, und ihr Vorhandensein durch Laboratoriumsversuche sowohl, wie durch Empfangsversuche bei normalem drahtlosem Verkehr nachgewiesen. Schließlich wird besprochen, inwieweit die Oberwellen und die Kombinationsschwingungen den Schwebungsempfang stören können.

Über die Herstellung von Verstärkerröhren.

Von **E. Rüchardt.**

(Mitteilungen aus dem Physikalischen Institut der Universität Würzburg über Arbeiten im Auftrag von Heer und Marine.)

Die Technik der Erzeugung und Aufrechterhaltung eines extrem hohen Vakuums, die schon für die Industrie der Metallfadenlampen von Wichtigkeit war, hat ein erhöhtes Interesse gewonnen, seit die Verwendung der Elektronenverstärker- und Senderröhren in der drahtlosen Telegraphie eine so große Bedeutung erlangt hat. In der Glühlampenindustrie wurden vielfach neben dem Auspumpen besondere Verfahren angewandt (Phosphorpumpverfahren in seinen verschiedenen

Digitized by Google

Modifikationen)[1]), die dazu bestimmt waren, bei nicht sehr sorgfältigem Auspumpen dennoch ein genügend hohes Vakuum zu erreichen. Diese Methoden sind bei den Elektronenröhren nicht anwendbar, und es kommt daher auf äußerste Sorgfalt beim Pumpen an, besonders da die Röhren meist ziemlich viel Metall enthalten. Am schwierigsten ist die Pumptechnik bei großen Senderröhren, deren Anode im Gebrauch dauernd glüht, bei großen Elektronengleichrichtern und der Coolidgeröntgenröhre. Verstärkerröhren und Audionröhren, die weniger stark beansprucht werden, sind leichter herzustellen, aber auch hier ist eine nicht unbeträchtliche Summe von Erfahrungen nötig, um Mißerfolge zu vermeiden. Da während der letzten Jahre im hiesigen Institut zwecks Versuchen an Verstärkerröhren das Pumpverfahren unabhängig von den Erfahrungen der Technik ausgebildet worden ist, dürfte eine kurze Mitteilung über diesen Gegenstand von einigem Interesse sein. Über Erfahrungen bei der Herstellung von Senderröhren wird voraussichtlich von anderer Seite berichtet werden.

Der Prozeß zerfällt im wesentlichen in drei Teile:

1. Ausglühen der Elektroden vor der Herstellung der Röhren.
2. Ausheizen und Auspumpen der Röhren.
3. Ausglühen der Glühfäden.

1. Es ist zweckmäßig die fertigen Elektroden vor der Fertigstellung der Röhren in einem Porzellanrohr unter Vakuum im elektrischen Ofen auszuglühen. Das Vakuum sollte so hoch als möglich sein. Die Metallteile müssen selbstverständlich im Vakuum erkalten. Auf diese Weise vorentlüftete Metalle absorbieren in der Zwischenzeit bis zum Auspumpen der Röhre nur wenig Gas, und es erübrigt sich deshalb bei Verstärkerröhren das Entgasen durch Elektronenbombardement. Es möge hier einiges über das Verhalten der verschiedenen Metalle, die zur Verwendung kamen, gesagt werden. Kupfer (vorzuziehen ist Elektrolytkupfer) ist gut brauchbar, doch muß es metallisch blank sein. Die Verarbeitung ist nicht leicht, da beim Einblasen leicht Oxydation eintritt. Nach dem Heizen der Röhren zeigt sich dann meist ein rotgelber Beschlag von Cu_2O an der Glaswand. Schaden scheint hierdurch nicht zu entstehen. Eisen wurde selten verwandt. Es ist schwer, Rost zu vermeiden. Die Röhren müssen gleich nach der Herstellung provisorisch grob ausgepumpt und zugeschmolzen oder durch Einblasen von trockener Luft getrocknet werden. Nickel wurde

1) Vgl N. L. Müller, Die Fabrikation und Eigenschaften der Metalldrahtlampen. Halle a. S., Verlag Wilh. Knapp, 1914.

Digitized by Google

vielfach angewandt und erwies sich als geeignet. Leider ist es meist sehr unrein, enthält vor allem Arsen, das auch durch Ausglühen im Vakuum nicht ganz beseitigt wird. Häufig zeigt sich nach dem Heizen der Röhren ein Arsenspiegel an der Glaswand. Es kann nicht mit Sicherheit gesagt werden, ob das Funktionieren der Röhren wesentlich darunter leidet. Wolfram, Molybdän oder Tantal sind bekanntlich schon wegen ihres geringen Gasgehaltes und hohen Schmelzpunktes allem anderen vorzuziehen, doch ist ihre Verwendung für Verstärkerröhren ein gewisser Luxus. Zum Verlöten der inneren Metallteile soll nur Hartlot (Silber oder Silber und Messing) verwandt werden. Käufliches Lot enthält oft leichter schmelzbare Metalle. In einem Falle wurde ein Kadmiumspiegel auf dem Glase erhalten. Besser als Löten ist Schweißen im Lichtbogen. Der Wolframdraht wird am besten nur geklemmt. Als Zuleitungen und Halter, die zugleich durch passende Form zum Spannen der Drähte benutzt werden können, hat sich verkupferter Stahldraht sehr bewährt. Als Einschmelzung hält sicher nur Platindraht; braucht er nicht stark zu sein, so kann er in gewöhnliches Glas ohne Einschmelzglas eingeschmolzen werden, hält dann anscheinend sogar besser.

2. Zur Herstellung der Röhren wurde nur gutes Thüringisches Röhrenglas, nicht leichtschmelzbares Glühlampenglas verwandt. Die ganze Verarbeitung muß dann mit der Hand geschehen. Indessen kann man dafür beim Entlüften ohne Gefahr auf 450° bis 470° erhitzen. Wir arbeiteten ausschließlich mit der Diffusionspumpe von Gaede, die allen anderen Pumpen für diesen Zweck bei weitem vorzuziehen ist. Als Vorpumpe diente eine rotierende Quecksilberpumpe nebst Kapselpumpe. Im Hauptvakuum war jeder Fettschliff vermieden. Absperrung von der Pumpe wurde durch einen Barometerverschluß ermöglicht. Zur Fernhaltung des Quecksilberdampfes muß Pumpe, Mc-Leodsches Manometer und Barometerverschluß durch ein gekühltes U-förmig gebogenes Rohr in der Leitung von den Röhren getrennt sein. Über das Kühlmittel wird weiter unten einiges zu sagen sein. Die Röhren werden in einem aus Eisenblech und Asbest hergestellten Ofen mit großen Bunsenbrennern geheizt, ohne daß sie der direkten Flammenwirkung ausgesetzt sind. Zur Temperaturmessung diente ein hochgrädiges Quecksilberthermometer mit Stickstoffüllung. Das Heizen auf ca. 450° wird solange fortgesetzt (etwa 4 Stunden), bis der Gasdruck kaum mehr meßbar ist (10^{-5} — 10^{-6} mm Hg). Die 500 ccm-Kugel des benutzten Mc-Leods lief in eine sehr enge Kapillare aus. Man konnte es erreichen, daß das Quecksilber diese Kapillare bis auf

Digitized by Google

ein kaum sichtbares Bläschen erfüllte, während in der etwas weiteren Parallelkapillare das Quecksilber kaum 1 cm höher stand. Eine richtige Ablesung ist dann nicht mehr möglich. Bei abgesperrter Pumpe soll der Druck in 5—10 Minuten kaum merklich steigen. Man stellt dann die Heizung ab und läßt unter dauerndem Pumpen abkühlen.

3. Trotz eines anscheinend völlig befriedigenden Verhaltens der Röhren bis zu diesem Stadium des Pumpprozesses, kommt es doch bisweilen vor, daß beim Glühen der Drähte nicht nur das okkludierte Gas aus denselben entweicht (bei einer Fadentemperatur von über 1500° C sind in wenigen Sekunden 90% des gesamten Gasgehaltes der Wolframdrähte ausgetrieben,[1]) sondern eine ständige, gleichmäßige Gasentwicklung erfolgt, so daß scheinbar unbeschränkte Mengen aus dem Glühdraht frei werden. Die Fäden werden sehr rasch dünn und brennen nach wenigen Stunden durch; die Glaswand der Lampe erscheint geschwärzt. Diese in der Glühlampentechnik längst bekannte Erscheinung ist von Langmuir genau studiert worden.[2]) Sie ist jedenfalls in der weit größten Zahl der Fälle auf Anwesenheit von Wasserdampf zurückzuführen, bisweilen wohl auch auf Spuren organischer Substanzen (Fett, Öl). Durch das glühende Wolfram wird der Wasserdampf zersetzt unter Bildung des gelben Wolframtrioxyds (WO_3) und atomistischen Wasserstoffs. Das Oxyd geht nach der kälteren Glaswand über und wird durch den aktiven Wasserstoff unter Bildung von Wasserdampf reduziert. Das metallische Wolfram bildet den schwarzen Wandbeschlag. Auf diese Weise kann durch Spuren von Wasserdampf, der immer rückgebildet wird, der Faden in kurzer Zeit abgebaut werden. Nun pumpt zwar die Diffusionspumpe Wasserdampf vorzüglich ab, aber in dem Kühlrohr kondensiert sich leicht etwas Wasser. Der Wasserdampfdruck über Wasser bei einer Temperatur von $-78°$ C (Mischung aus fester Kohlensäure und Aceton), der ungefähr 0,0004 mm Hg beträgt, genügt schon, um die zerstörende Wirkung zu zeigen. Die Anwendung von flüssiger Luft hat neben der größeren Umständlichkeit den Nachteil, daß sich bei der großen Menge aus den Röhren freiwerdender Kohlensäure leicht Kohlensäureschnee in dem Kühlrohr ansetzt und so eine neue Quelle für dauernde Gasabgabe entstehen kann. Es hat sich indessen gezeigt,

1) J. Langmuir, Tungsten lamps of high efficiency. Blackening of Tungsten lamps and methods of preventing it. Proc. Amer. Inst. of elektr. engineers. New-York, Okt. 10. 1913.

2) J. Langmuir, l. c.

Digitized by Google

daß man mit Kohlensäurekühlung vollkommen auskommt, wenn man folgendermaßen verfährt: Man lege die Kühlung nicht eher an, als bis die Röhren leer gepumpt sind. Dann heize man an. Vor Schluß der Heizung entferne man noch einmal die Kühlung für kurze Zeit, um einen vielleicht im Kühlrohr kondensierten Wassertropfen zu entfernen. Zur Sicherheit soll man zwischen Röhren und Kühlung in einen seitlich angebrachten Ansatz etwas P_2O_5 bringen. Bisweilen gibt es Gas ab; das Gefäßchen muß dann leicht mit einer Flamme erwärmt werden. Anwesenheit von Spuren von Fett bemerkt man an kleinen Tröpfchen, die sich an den Wandungen der Pumpenleitung in der Nähe des Ofens zeigen. Man muß dann abkühlen lassen, trockene Luft einlassen und das Zuleitungsrohr erneuern. Wenn sauber gearbeitet wird, sind solche Vorkommnisse indessen leicht zu vermeiden. Es ist noch zu bemerken, daß aufsteigende Luftbläschen beim Anheben des Mc-Leods bei den tiefen Drucken bisweilen schon eine Gasabgabe vortäuschen. Läßt man die Röhren von der Pumpe abgeschlossen etwa 12 Stunden stehen, so wird man stets ein Steigen des Druckes auf fast 10^{-4} mm Hg beobachten. Dies ist unvermeidlich, so lange noch ungeheizte Rohrteile mit den Röhren in Verbindung sind. Man soll die Röhren möglichst gleich nach der Fertigstellung, während die Pumpe läuft, abschmelzen. Das Ausglühen der Fäden verläuft, wenn die beschriebenen Vorsichtsmaßregeln beachtet sind, sehr einfach. Man überlastet 5—10 Minuten. 25 % über die normale Stromstärke oder etwas mehr kann angewandt werden. Die übliche Fadendicke bei Verstärkerröhren ist 0,05 mm. Die Normalstromstärke beträgt ungefähr 0,55 Amp. Man kann mit 0,6—0,65 Amp. überlasten. Man bemerkt am Manometer, wann die Hauptgasabgabe beendet ist. Man prüfe dann bei abgeschlossener Pumpe und normalem Strom, ob keine Gasabgabe mehr bemerkbar ist. Dann kann man abschmelzen. Es muß noch bemerkt werden, daß selbst auf diese Weise sorgfältig gepumpte Röhren bisweilen besonders im Vierfachverstärker ein starkes Rauschen und eigentümliches Knacken im Telephon zeigen. Die Ursache ist noch nicht völlig aufgeklärt. Zuweilen ist sie zurückzuführen auf schlechte Isolation bei der Montage, häufiger scheint sie aber in den Eigenschaften des Wolframdrahtes begründet zu sein. Am besten verhält sich der Kristalldraht der Firma Pintsch. Mit diesem Draht ausgerüstete Röhren sind ausnehmend geräuschfrei.

Einige Versuche mit gasgefüllten Röhren seien noch kurz erwähnt. Infolge der Herabsetzung des Einflusses der Raumladung können hier unter Umständen steilere Charakteristiken erhalten werden. Wir be-

Digitized by Google

nutzten Stickstoff und einmal ein Gemisch von Helium und Neon und eines von Argon und Stickstoff. Trotz der größeren Elektronenströme, die aus dem erwähnten Grunde erhalten wurden, war die Verstärkung schlecht oder mindestens unkonstant. Auch neigen gasgefüllte Röhren sehr zum Selbsttönen. Wasserstoff zeigte den eigentümlichen Einfluß, den Elektronenstrom sehr stark herabzusetzen. Dieser Effekt blieb auch bestehen, nachdem der Wasserstoff wieder entfernt war und verschwand erst nach längerem Glühen und Heizen der Röhren. Vielleicht handelt es sich hierbei um eine chemische Veränderung der Fadenoberfläche. Über die Größe des Gasdruckes in normalen Verstärkerröhren beim Gebrauch wurde von anderer Seite eine ausführliche Untersuchung angestellt. Hierbei wurde auch der Einfluß des Gasdruckes ausführlicher studiert, als es unsere nur orientierenden Versuche zunächst bezweckten.

Mitteilungen aus der Praxis.

Ein Wellenmesser in Taschenformat.

Von **Dr. Eugen Nesper.**

Abgesehen von den direkt zeigenden Wellenmessern, welche aber wegen ihrer verschiedenartigen, z. T. prinzipiellen Mängel in die drahtlose Praxis noch keinen wesentlichen Eingang gefunden haben, beruhen die zahlreichen heute im Gebrauch befindlichen Wellenmeßinstrumente fast ausschließlich auf der Benutzung des Resonanzprinzips.

Sieht man von der Slaby-Arcoschen Abstimmspule als erstem rohen Meßinstrument der Praxis ab, so stellt der Zenneck-Franke-Dönitzsche Wellenmesser, an welchem auch Koepsel wesentlich mitgewirkt hat, die Grundform des Meßsystems dar, welches seit 1902 von den verschiedenen Konstrukteuren eine Anzahl von Varianten gefunden hat. Auch in elektrischer Beziehung war der aus einem mit Öl gefüllten großen Drehplattenkondensator und mehrlagigen Zylinderspulen hergestellte Abstimmkreis entsprechend den Fortschritten der Hochfrequenztechnik noch verbesserungsfähig.

Alle bisher bekannt gewordenen Konstruktionsformen des Resonanzkreiswellenmessers zeigen aber entweder, soweit eine möglichst kleine äußere Form erzielt werden sollte, eine gewisse Vernachlässigung der

Digitized by Google

meßtechnischen Gesichtspunkte, andererseits besitzen diese Apparate immer noch eine derartige räumliche Größe, daß ihr Transport mit Schwierigkeiten verbunden ist, bezw. man sich die Mitnahme des Wellenmessers überlegt.

Die seit langem bestehende Forderung ist die, ein exaktes Meßsystem zu besitzen, welches bequem transportabel ist, also z. B. in der Tasche untergebracht werden kann. Um eine physikalisch einwandsfreie Anordnung zu erhalten, muß das Resonanzsystem beispiels-

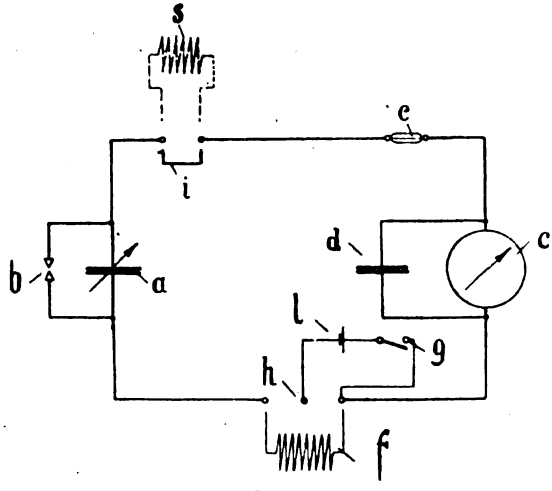


Fig. 1.

weise aus einem Drehplattenkondensator mit Luftdielektrikum, möglichst wenig gedämpft gewickelten Spulen und einer Schaltungsanordnung bestehen, bei welcher kapazitive und sonstige Nebenschlüsse auch bei ungünstigen Betriebsverhältnissen (Feuchtigkeit) vermieden werden.

Eine weitere Schwierigkeit ist die, daß der kleine Wellenlängenbereich, welcher zur Zeit der Entstehung des Zenneck-Franke-Dönitzschen Wellenmessers ausreichte, also von 100 — 3200 m, heute auch nicht im entferntesten mehr befriedigen kann, daß man vielmehr die Anforderung stellen muß, einen Wellenbereich von etwa 50—6000 m herauf sowohl als geeichter Empfänger, als auch geeichter Sender für möglichst ungedämpfte Schwingungen herzustellen.

Alle vorgenannten Forderungen des kleinen Raumbedarfes, ge-

Digitized by Google

ringen Gewichtes, eines möglichst ungedämpften konstanten und einwandsfreien Meßsystems, sowie eines großen kontinuierlichen Wellenlängenbereiches von 45 — 6000 m für Empfang und schwach gedämpftes Senden mittels Summerunterbrechers sind durch den vorliegenden Wellenmesser im weitesten Umfang gegeben, welcher in zwei kleinen Kästchen untergebracht, eine Mitnahme in den Rocktaschen gestattet. Außerdem ist noch ein aperiodischer Kreis mit einstellbarem Kristalldetektor und Telephon vorgesehen,[1]) so daß, wenn man

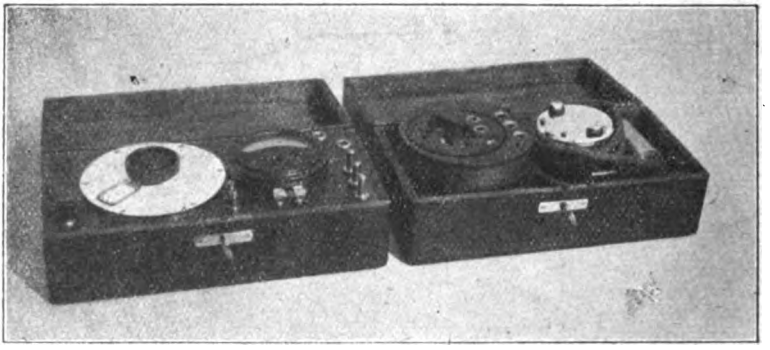


Fig. 2.

mit dem Wellenmesser eine Antenne verbindet, auch direkt oder unter Zwischenschaltung eines Lautverstärkers empfangen werden kann.

Das an sich sehr einfache Schaltungsschema des Wellenmessers ist aus Fig. 1 zu ersehen. *a* ist der veränderliche Drehplattenkondensator, welcher mit Luftdielektrikum eine Maximalkapazität von 1200 cm besitzt. Der den drehbaren Plattensatz verstellende Handgriff ist mit einem eine Gradeinteilung bestreichenden Spitzenzeiger und einem direkt die Wellenlängenskalen beherrschenden Fensterzeiger versehen.

Parallel zum Kondensator liegt eine kleine Überlastungsfunkenstrecke *b*, welche in Tätigkeit tritt, sofern die bei dem sehr geringen Plattenabstand niedrig bemessene Belastungsgrenze zwischen den Kondensatorplatten überschritten ist.

In den Resonanzkreis ist ferner ein kleiner Hitzdrahtwattzeiger *c* und als kapazitiver Nebenschluß parallel zu ihm ein Blockkondensator *d*

1) Der komplette Wellenmesser Type W 50/6000 wird von den Lorenz-Werken Ges. m. b. H., Wien, hergestellt.

Digitized by Google

eingeschaltet. Bei der notwendig hohen Empfindlichkeit des Hitzdrahtwattzeigers und den kleinen Dimensionen muß der Heizdraht sehr dünn gemacht werden. Er besitzt daher einen Widerstand von etwa 9 Ohm. Es ist auch wenig angenehm, daß für den vollen Ausschlag des Hitzdrahtinstrumentes etwa $^6/_{10}$ Ampere erforderlich sind, dafür hat man aber den Vorteil, ein direkt zeigendes Instrument zu besitzen, welches ohne weiteres auch exakte Dämpfungsmessungen auszuführen gestattet.

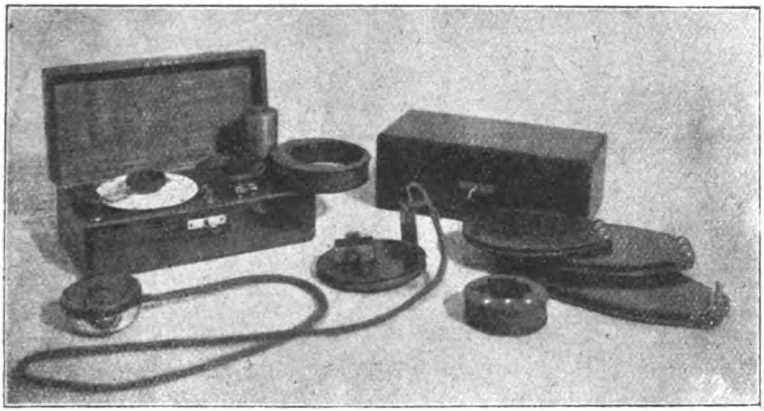


Fig. 3.

Um ein Durchbrennen des Hitzdrahtwattzeigers zu verhindern, ist eine kleine auswechselbare Sicherung *e* vorgesehen.

Wenn es darauf ankommt, besonders kleine Energien meßtechnisch nachzuweisen, und sofern hierbei der Ausschlag des Hitzdrahtwattzeigers *c* ungenügend ist, erfolgt die Messung mittels des aperiodischen Detektor-Telephonkreises, wobei dieser mit angestöpseltem Telephon z. B. auf die jeweilig eingestöpselte Spule gelegt wird.

Als stufenweise veränderliches Glied gelangen Stöpselspulen *f* zur Anwendung, welche mit drei Kontakten versehen sind, um die Summerkopplung richtig dimensionieren zu können. Der Summer wird in die besonders angebrachten Stöpsellöcher eingestöpselt und es sind diese mit dem einen äußeren Spulenkontakt und dem inneren Spulenkontakt *h* verbunden. Als Stromquelle dient eine kleine im Wellenmesserkasten leicht herausnehmbar montierte Elementbatterie *l*, welche den Summer antreibt und als Stromquelle für die durch den Summer unterbrochenen Schwingungen dient. Der Wellenmesser dient alsdann als geeichter schwach gedämpfter Sender.

Digitized by Google

Es sind insgesamt 5 Spulen vorgesehen, wobei jedoch die Spule 5 nur gemeinsam mit Spule 4 für die großen Wellenlängen benutzt werden kann. Die Anordnung ist so getroffen, daß die Spulen 1—4 in die Kontakte *h* gestöpselt werden, daß aber für den größten Wellenbereich außer der bei *h* einzustöpselnden Spule 4 noch bei den oberen Stöpselkontakten der Kurzschluß *i* entfernt wird und an

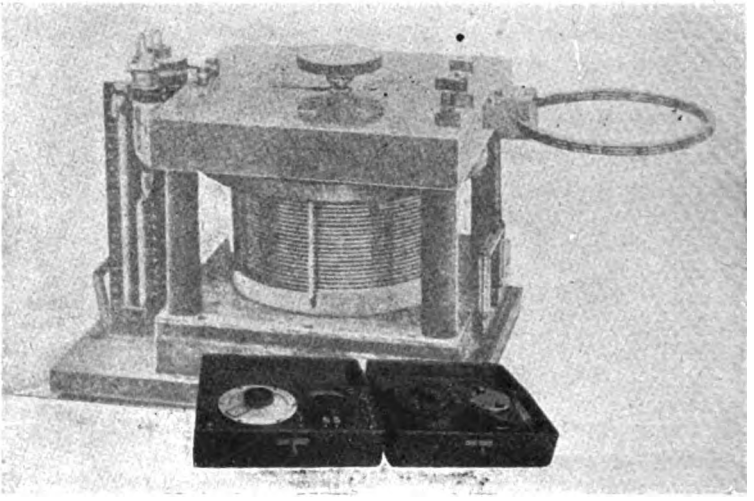


Fig. 4.

dessen Stelle die Spule 5 eingestöpselt wird. Die Kopplung auf das Meßsystem kann entweder mittels dieser Spule oder auf eine der bei *h* und *i* einzustöpselnden Spulen erfolgen.

Die Wellenbereiche, welche mit den einzelnen Spulen beherrscht werden können, sind folgende:

Spule	1	45 m	bis	220 m	
„	2	110 „	„	430	„
„	3	270 „	„	1150	„
„	4	720 „	„	2500	„
„ 4 + 5		1200 „	„	4300	„

Die Unterbringung der genannten Teile ist aus den beiden geöffneten Wellenmesserkästchen gemäß Fig. 2 zu ersehen.

In Fig. 3 ist eine Ansicht des Wellenmessers in Betriebsstellung wiedergegeben. Der eingestöpselte rückwärts erkennbare Summer wird

Digitized by Google

nur betätigt, wenn der Wellenmesser als geeichter Sender Verwendung findet. Vor dem Wellenmesser liegt der aperiodische Kreis mit einstellbarem Detektor und Telephon, links neben demselben liegen die Stöpselspulen zur stufenweisen Variation des Wellenlängenbereiches.

Die Dimensionen jedes der beiden eine Meßapparatur bildenden Kästchens sind 20 × 7 × 10 cm. Jedes der Kästchen besitzt also erheblich geringere Abmessungen als eine kleine Zigarrenkiste. Die außerordentlich geringen Dimensionen gehen auch aus dem Vergleich mit dem hinter den beiden Wellenmesserkästchen abgebildeten Zenneck-Franke-Dönitzschen Wellenmesser hervor (siehe Fig. 4).

Das Gewicht des Wellenmesserkastens 1, welcher den Drehplattenkondensator und den Hitzdrahtwattzeiger enthält, beträgt 1,20 kg, das des Wellenmesserkastens 2, der den aperiodischen Kreis, die Spulen, das Telephon und den Summer enthält, 1.24 kg; also auch das Gewicht jedes der Kästchen ist ein denkbar geringes.

Patentschau.[1])

Von **H. Eales.**

Anordnungen zur Frequenzsteigerung in ruhenden Transformatoren und Apparaten, und Sender, die mit solchen arbeiten.

K. P. 290222. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 27. August 1913 (ausgegeben am 6. September 1919).

1. Schaltungsweise zur Frequenzsteigerung von Wechselströmen mit Hilfe in Brücke geschalteter ventilartig wirkender Einrichtungen.

---

1) In diesem Heft wird mit der Wiedergabe der „Kriegspatente" begonnen, d. h. derjenigen Patente, die während des Krieges auf Grund der Bekanntmachung des Reichskanzlers über den Ausschluß der Öffentlichkeit für Patente und Gebrauchsmuster vom 8. Februar 1917 (Reichsgesetzblatt 1917, Nr. 25, Seite 121) ohne jede Bekanntmachung erteilt und in die Kriegsrolle eingetragen wurden, nunmehr aber freigegeben und veröffentlicht worden sind. Da zwischendurch auch andere, nach dem sonst üblichen Aufgebotsverfahren erteilte Patente besprochen werden, sind die Kriegspatente durch K. P., die gewöhnlichen Patente durch D. R. P. bezeichnet. Außerdem wird vielfach aus den Interessentenkreisen geäußerten Wünschen entsprechend in Zukunft außer dem Tage des Beginns des Patents und der etwaigen Unionspriorität auch noch der Tag der Ausgabe der amtlichen Patentschrift beigefügt; dies soll auch auf die später zu behandelnden ausländischen Patentschriften ausgedehnt werden.

Digitized by Google

wie z. B. Gleichrichter und hilfsmagnetisierte Drosselspulen, dadurch gekennzeichnet, daß die Energieübertragung durch direkte Überführung der der Brücke entnommenen Energie vermittels galvanischer Abzweigung über einen abgestimmten Schwingungskreis in die nächste Transformationsstufe bzw. in die Antenne erfolgt.

2. Ausführungsform der Schaltung nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch die Vereinigung je zweier in der Brücke gegenüberliegender Drosseln auf einen Eisenkern, welcher zwei gleichsinnige

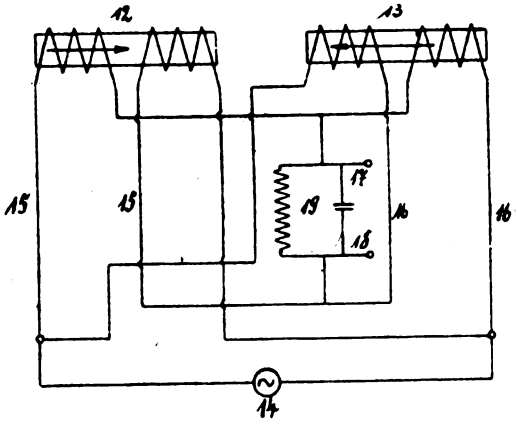


Fig. 1.

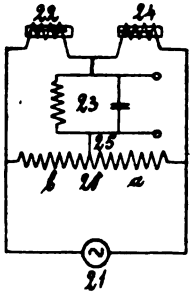


Fig. 2.

Wicklungen trägt. so daß jeder Eisenkern die Wirkung zweier Ventile ergibt.

3. Ausführungsform der Schaltung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zwei Ventile durch eine geteilte Drosselspule (20 ersetzt sind, welche durch die Maschinenselbstinduktion gebildet sein kann, und die gegebenenfalls durch eine geteilte Kapazität ersetzt werden kann.

Fig. 1 zeigt die Anordnung nach Anspruch 2, Fig. 2 die nach Anspruch 3. 19 bezw. 23 sind die abgestimmten Schwingungskreise.

K. P. 297904 derselben Gesellschaft. Vom 23. April 1914 (ausgegeben am 20. September 1919).

1. Verfahren zur Frequenzsteigerung, dadurch gekennzeichnet, daß die bei mehrfacher Anwendung desselben Steigerungsverfahrens auftretenden zusätzlichen Verluste verringert werden durch Vermeidung des Auftretens unsymmetrischer Stromformen in der Weise, daß die konstanten Beträge von Selbstinduktion und Widerstand in den

Digitized by Google

Kreisen groß gemacht werden gegenüber den veränderlichen, oder entstandene Stromunsymmetrien durch Einschaltung besonderer Mittel (hilfsmagnetisierter Drosseln) oder durch Kombination mit einem anderen Steigerungsverfahren wieder aufgehoben werden.

2. Verfahren nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß in einer Reihe von Frequenzverdopplungen eine Verdreifachung zur Wiederherstellung symmetrischer Stromform eingeschoben wird.

3. Verfahren nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß nur derjenige Teil des Sekundärstromes symmetrisch gemacht wird, welcher als Primärstrom die Primärwicklung der folgenden Steigerungsstufen durchfließt.

K. P. 297909 derselben Gesellschaft. Vom 17. Januar 1914 (ausgegeben am 1. August 1919).

1. Verfahren zur Erzeugung elektrischer Schwingungen mittels Hochfrequenzmaschine unter Benutzung von Frequenzsteigerungsmitteln, dadurch gekennzeichnet, daß die die Energie führenden Kreise so dimensioniert werden, daß bei Änderung der Grundperiodenzahl die Energieübertragung aufrechterhalten bleibt ohne Nachstimmung der Kreise.

Unteransprüche richten sich darauf, daß die Kreise annähernd oder völlig aperiodisch gemacht werden, daß bei Verwendung von Frequenztransformatoren annähernde oder völlige Aperiodizität hergestellt wird durch möglichste Vergrößerung der Kapazität auf Kosten der Selbstinduktion der Kreise, daß bei Verwendung von Frequenztransformatoren die gegenseitige Induktion der verwendeten Kreise so groß gemacht wird, daß die Dämpfung durch Energieentziehung bis zum Maximum gesteigert wird, daß bei Verwendung von Frequenztransformatoren die Energieübertragung durch eine solche Bemessung der Primär-, Sekundär- und Gleichstrom-Amperewindungszahlen zu einem Maximum gemacht wird, daß erstens die Gleichstrom-Amperewindungszahlen zwischen 10 und 60 pro Zentimeter, zweitens die effektiven Primär-Amperewindungszahlen nahezu gleich der Gleichstrom-Amperewindungszahl, drittens die Sekundär-Amperewindungszahlen gleich der Hälfte oder nahezu gleich der Hälfte der Primär-Amperewindungszahlen und schließlich die Windungszahlen an sich möglichst hoch gewählt sind, daß bei Verwendung von Frequenztransformatoren zur Vermeidung von Resonanzerscheinungen die Kreise schwingungsunfähig gemacht werden, z. B. durch Fortlassung der Kapazitäten bzw. Verwendung geschlossener Stromkreise, wobei zur Ermöglichung einer guten Energieausnutzung die Frequenztransformatoren zugleich als Spannungstransformatoren gebaut werden, und endlich, daß zur Steige-

Digitized by Google

rung der aus einem gegebenen Generator bzw. Frequenztransformator entnehmbaren Energie die Spannung durch besondere Spannungstransformatoren gesteigert wird.

K. P. 298972. Allgemeine Elektrizitäs-Gesellschaft in Berlin. Vom 1. August 1916 (ausgegeben am 30. August 1919).

1. Anordnung für drahtlose Telegraphie und Telephonie, bei der n Frequenzverdoppler bzw. Drosselspulen von je einem Wechselstrom gespeist werden, wobei die Wechselströme gegeneinander um $\frac{180^0}{n}$ elektrisch phasenverschoben sind, dadurch gekennzeichnet, daß die Erregerwicklungen derart geschaltet sind, daß die geometrische Summe der Felder doppelter Frequenz in den hintereinander geschalteten Teilen der Erregerwicklung im wesentlichen gleich Null werden und somit eine Drosselspule im Erregerstromkreis erspart wird.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die beiden Drosselspulen bzw. Frequenzverdoppler nebeneinander angeordnet sind und sämtliche Wechselstromwicklungen von einer gemeinsamen Gleichstromerregerwicklung umfaßt werden.

Fig. 3 zeigt ein Ausführungsbeispiel für den Fall der Verwendung von zwei Speisewechselströmen.

Der Frequenzverdoppler bzw. die Drosselspule F besteht aus zwei übereinander gestellten Teilen; 1, 2 bedeuten die primären Wechselstromwicklungen, 3 die Gleichstromerregerwicklung, B die Gleichstromquelle, M ein Mikrophon und w einen regelbaren Widerstand. Die Wicklung 1 wird vom Strom 4, die Wicklung 2 vom Strom 5 (Fig. 4) gespeist, wobei beide Ströme um 90° elektrisch phasenverschoben sind. Durch Überlagerung des Gleichstromfeldes werden bekanntlich durch den Strom 4 das Feld 4′ und durch den Strom 5 das Feld 5′, beide von doppelter Frequenz, entstehen. Man erkennt aber sofort, daß in diesem Falle beide Felder um 180° elektrisch gegeneinander verstellt sind. Auf diese Weise können sie sich in den hintereinander geschalteten Wicklungsteilen 3, 3′ vollkommen aufheben, und es entstehen auch keine Spannungen doppelter Frequenz im Mikrophon M.

K. P. 305153. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 1. November 1913 ab (ausgegeben am 11. September 1919).

1. Verfahren zur mehrfachen Frequenzsteigerung elektrischer Wellen für drahtlose Telegraphie und Telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß die Sekundärströme eines in der Kaskade nachfolgenden Steigerungstransformators den primären Leitungen eines vorhergehenden Aggregates

Digitized by Google

wieder zugeführt werden, um eine mehr als einmalige Steigerung in jedem Transformatorpaar zu erzielen.

Unteransprüche richten sich darauf, daß in den Rückleitungen und in den Verbindungsleitungen zwischen den Aggregaten so viele parallele Abstimmzweige angeordnet sind, als Frequenzsteigerungsstufen zwischen den Aggregaten vorhanden sind, wobei sämtliche Kreise stufenweise auf

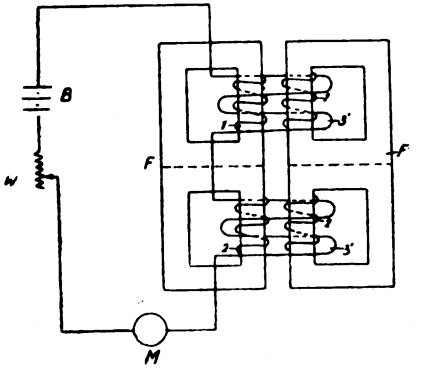


Fig. 3.

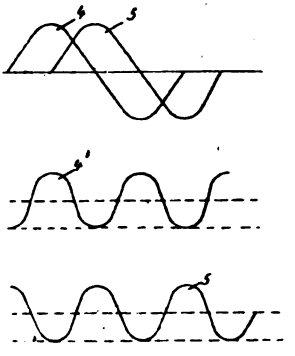


Fig. 4.

die jeweils entnommene Nutzfrequenz abgestimmt sind, und daß die zurückgeführten Ströme um einen kleineren Eisenquerschnitt bzw. durch einen Teil der Wicklungen geleitet werden.

K. P. 297905 derselben Gesellschaft. Vom 31. Januar 1914 ab (ausgegeben am 18. Juli 1919).

Verfahren zum Tasten der Signale bei Sendern der drahtlosen Telegraphie, die mit einer Hochfrequenzmaschine mit oder ohne statische Frequenzsteigerungstransformatoren arbeiten, wobei die Signalgabe dadurch erfolgt, daß die Antenne oder einer der Hochfrequenzkreise in und außer Resonanz mit den darin erzeugten Frequenzen gebracht wird, dadurch gekennzeichnet, daß in einem der Hochfrequenzkreise ein Widerstand mit paralleler Kurzschlußtaste vorgesehen ist und zur Zeichengebung erst die Antenne mit der in ihr erzeugten Frequenz in Resonanz gebracht und dann der Widerstand kurzgeschlossen wird, während zur Unterbrechung des Zeichens erst der Widerstand eingeschaltet und dann die Antenne verstimmt wird.

K. P. 297965 derselben Gesellschaft. Vom 4. Juli 1914 ab (ausgegeben am 29. August 1919).

1. Lichtbogensender für drahtlose Telegraphie und Telephonie,

Digitized by Google

dadurch gekennzeichnet, daß die vom Lichtbogengenerator erzeugten Schwingungen mittels eisengesättigter Periodentransformatoren für eine gerade oder ungerade Periodensteigerung auf kürzere Wellenlängen umgeformt werden, um von der Station auch Schwingungen kurzer Wellenlänge ohne Schwankungen aussenden zu können.

2. Sender nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zum Zwecke, Tonsignale oder die Sprache übertragen zu können, die Mittel

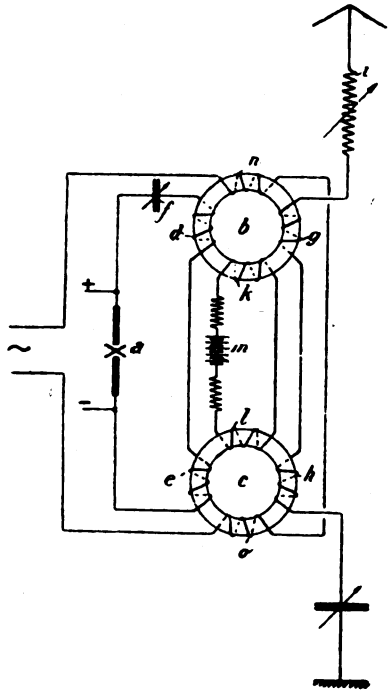


Fig. 5.

zur entsprechenden Beeinflussung der Energie auf die Hilfsmagnetisierung der Periodentransformatoren zur Wirkung gebracht werden, so daß die Antenne die Signale ausstrahlt, ohne daß der Lichtbogengenerator gestört wird.

Fig. 5 zeigt diese Anordnung; zur Erzeugung der Tonfrequenz, dienen die beiden Wicklungen *n o*, die von einem Wechselstrom entsprechender Periodenzahl gespeist werden, oder in deren Kreis auch

Digitized by Google

ein Mikrophon zum Zwecke der Sprachübertragung eingeschaltet werden kann.

K. P. 300023 derselben Gesellschaft. Vom 1. Januar 1916 ab ausgegeben am 11. September 1919).

1. Verfahren zum Vielfachsenden in der drahtlosen Telegraphie aus einer Energiequelle mittels ungedämpfter Schwingungen bei konstanter Hochfrequenzperiode, dadurch gekennzeichnet, das mehrere Wechselströme verschiedener Tonfrequenz gleichzeitig einem oder mehreren Transformatoren bzw. verschiedenen Stufen von Frequenztransformatoren überlagert werden, wobei jeder der Überlagerungsströme unabhängig von dem anderen getastet wird.

2. Ausführungsform des Verfahrens nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß verschiedene Wechselströme von Tonfrequenz dem Hochfrequenz liefernden Generator, und zwar entweder seiner Erregerwicklung oder der Wechselstromwicklung direkt überlagert werden, wobei das Tasten unabhängig voneinander wie nach Anspruch 1 erfolgt.

K. P. 302422 derselben Gesellschaft. Vom 12. August 1917 ab (ausgegeben am 15. September 1919).

1. Verfahren zum Tasten der Signale bei Sendern der drahtlosen Telegraphie mit statischen Frequenztransformatoren durch Verstimmung, dadurch gekennzeichnet, daß die Verstimmung nicht im Antennenkreise, sondern bei unveränderter Gleichstrommagnetisierung in den Wechselstromkreisen der Frequenztransformatoren erfolgt.

2. Ausführungsform des Verfahrens nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Verstimmung in den Wechselstromkreisen nur so weit erfolgt, daß die Wechselstrominduktion in den Frequenztransformatoren nicht mehr genügt, um einen wesentlichen Verdoppelungseffekt zu erzielen, bzw. daß die Energie gesteigerter Frequenz in Form von Verlusten der nachfolgenden Frequenztransformatoren aufgezehrt wird.

D. R. P. 306269 derselben Gesellschaft. Vom 7. März 1917 ab (ausgegeben am 25. Juni 1918).

1. Hochfrequenzmaschinensender mit Frequenzsteigerungstransformatoren für drahtlose Telegraphie und Telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß die Hauptschalter für den Hochfrequenzmaschinenstrom, den Gleichstromkreis der Frequenztransformatoren und die Erregerkreise der Hochfrequenzmaschine und Gleichstrommaschine so voneinander abhängig gemacht sind, daß beim Einschalten der Anlage zuerst der Hochfrequenzstrom, dann der Magnetisierungsstrom für die Transformatoren, dann die Erregung der Gleichstrommaschine und zu-

Digitized by Google

letzt die Hochfrequenzerregung eingeschaltet werden, während beim Ausschalten die umgekehrte Reihenfolge eingehalten wird.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß auch die Erregungen der Hilfsmagnetisierungsdynamo und der Hochfrequenzmaschine zwangläufig in einem solchen Verhältnis stehen, daß der Hochfrequenzstrom über einen dem jeweiligen Verdopplungszustand der Frequenztransformatoren entsprechenden Betrag nicht hinauswachsen kann.

K. P. 293457 derselben Gesellschaft. Vom 27. Februar 1914 ab (ausgegeben am 11. Juli 1919) Zusatz zu D. R. P. 288050 (siehe Jahrb. **10**, 895).

1. Verfahren zur Abstimmung bzw. Verstimmung bei der Erzeugung von Hochfrequenzströmen in statischen Transformatoren mit Hilfsmagnetisierung nach Patent 288050, dadurch gekennzeichnet, daß zwischen der zur Beeinflussung der Gleichstrommagnetisierung der Kerne dienenden Wicklung und den Gleichstromapparaten ein Resonanzkreis oder ein ähnliches System eingeschaltet wird, das für bestimmte Werte der Hochfrequenzperiodenzahl eine Drosselwirkung ausübt, für Gleichstromänderungen oder Wechselströme anderer Periode jedoch nicht drosselnd wirkt.

2. Verfahren nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Korrektion kleiner Schwankungen der Periodenzahl automatische Abstimmungsänderungen des Resonanzkreises vorgenommen werden.

Schaltungsanordnungen zur Erzeugung elektrischer Schwingungen mittels Kathodenstrahlröhren und konstruktive Ausbildung dieser Röhren.

K. P. 291604. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 10. April 1913 ab (ausgegeben am 23. Juni 1919).

1. Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß ein mit glühender Kathode oder ionisierter Gasstrecke o. dgl. arbeitendes elektrisches Relais sowohl an seiner Primär- als auch an seiner Sekundärstrecke mit einem schwingungsfähigen System erbunden ist, so daß die in letzterem erregten Anfangsschwingungen durch das Relais verstärkt und aufrechterhalten werden.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß als Relais eine Kathodenstrahlröhre (1) benutzt wird, die neben der Anode (4) und der glühenden Kathode (3) eine Hilfselektrode (5) enthält derart, daß innerhalb der Röhre (1) ein Weg geschaffen wird, von dem

Digitized by Google

ein Teil (3,5) sowohl von dem Speisestrom als auch von den zu verstärkenden Schwingungen benutzt wird.

Fig. 6 zeigt eine Ausführungsform für diese Einrichtung.

K. P. 295671 derselben Gesellschaft. Zusatz zu vorstehendem K. P. 291604. Vom 2. Oktober 1913 ab (ausgegeben am 23. Juni 1919).

1. Verfahren zur Erzeugung elektrischer Schwingungen gemäß Patent 291604, dadurch gekennzeichnet, daß das als Verstärkungseinrichtung benutzte Relais von einer Wechselstromquelle zweckmäßig

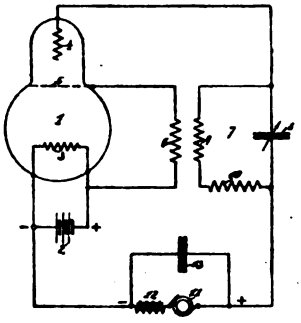


Fig. 6.

unter Benutzung eines Transformators gespeist wird, zum Zwecke, hohe Spannungen anwenden und damit größere Energiemengen in Form von Hochfrequenzströmen erzeugen zu können.

2. Verfahren nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zwei Verstärkungsrelais benutzt werden, die derart geschaltet sind, daß während der einen Wechselstromhalbperiode das eine, während der anderen Halbperiode das andere arbeitet, zum Zwecke, ununterbrochen Hochfrequenzströme erzeugen zu können.

3. Verfahren nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß bei Benutzung der nach diesem Verfahren erzeugten Schwingungen zur Erzeugung eines Schwebungstones durch Interferenz mit einer zweiten Schwingung die Frequenz des Speisewechselstromes im Verhältnis zur Höhe des gewünschten Schwebungstones verhältnismäßig niedrig gewählt wird.

Fig. 7 zeigt beispielsweise eine hierzu geeignete Schaltungsanordnung.

K. P. 298862 derselben Gesellschaft. Vom 24. Oktober 1913 ab. Zusatz zu demselben K. P. 291604 (ausgegeben am 22. Juli 1919).

Digitized by Google

1. Anordnung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen nach Patent 291604, dadurch gekennzeichnet, daß der Energie liefernde Strom (Ionenstrom) zwischen zwei von dem Wechselstrom des Schwingungskreises (7) beeinflußten Elektroden (5 *a*, 5 *b*) hindurchgeführt wird.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zum Zwecke einer stärkeren Beeinflussung des Ionenstromes die beiden Hilfselektroden (5 *a*, 5 *b*) (Fig. 8) kammartig, spiral- oder rohrförmig ausgebildet und ineinandergreifend angeordnet werden.

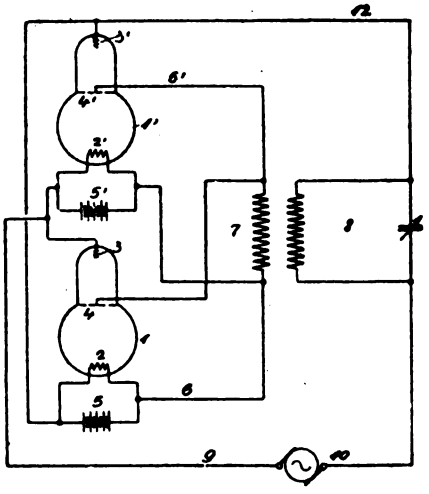


Fig. 7.

K. P. 299731 derselben Gesellschaft. Vom 12. April 1917 ab. Zusatz zu demselben K. P. 291604 (ausgegeben am 18. Juli 1919).

1. Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen gemäß Patent 291604, dadurch gekennzeichnet, daß mit der den Elektronen- oder Ionenstrom beeinflussenden Elektrode außer dem mit der Anode verbundenen schwingungsfähigen System von der Frequenz (*n*) ein Schwingungssystem von einer höheren Frequenz als (*n*) verbunden ist.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß mit beiden Seiten des Relais mehrere schwingungsfähige Systeme verbunden sind, die auf fortlaufende Frequenzstufen abgestimmt sind, so daß durch Rückwirkung der einen Stufe auf die nächste eine fortlaufende Frequenzsteigerung erzielt wird.

Fig. 9 zeigt beispielsweise eine solche Schaltungsanordnung, bei

Digitized by Google

welcher mit der Anode einerseits außer dem Schwingungskreis (7) weitere Kreise (7 *a*, 7 *b*), andererseits mit dem Kreis (15) weitere Kreise (15 *a*, 15 *b*) verbunden sind, die auf die doppelte, vierfache, achtfache usw. Frequenz abgestimmt sind.

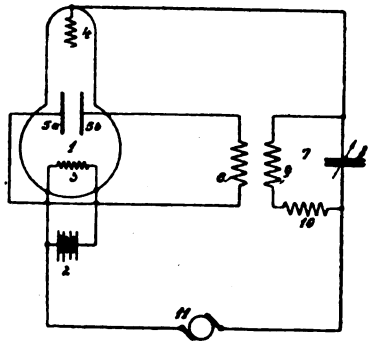


Fig. 8.

K. P. 301752 derselben Gesellschaft. Vom 25. Juli 1917 ab (ausgegeben am 9. September 1919).

1. Einrichtung zur Kontrolle der Schwingungserzeugung bei Kathodenstrahlröhren, dadurch gekennzeichnet, daß in die Gitterleitung

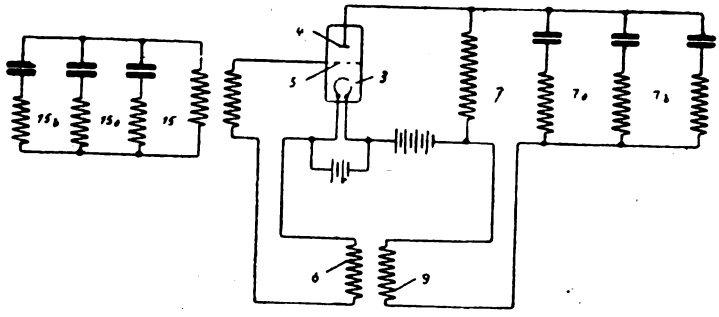


Fig. 9.

der Kathodenstrahlröhre ein Gleichstrominstrument geschaltet wird, zum Zwecke, die im Anodenkreis vorhandene Schwingungsenergie festzustellen.

2. Schaltung nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch die Schaltung eines Kondensators parallel zum Meßinstrument.

Digitized by Google

Zur näheren Erläuterung sei folgendes bemerkt: Da im Gitterkreise der Röhre infolge der Ventilwirkung der zwischen Kathode und Gitter befindlichen Vakuumstrecke ein pulsierender Gleichstrom fließt, der von der Stärke der im Anodenkreis schwingenden Energie abhängig ist, so hat man dadurch ein Maß der im Anodenkreise vorhandenen Hochfrequenzenergie.

K. P. 301753 derselben Gesellschaft. Vom 25. Juli 1917 ab (ausgegeben am 15. September 1919).

Schaltungsanordnung für Kathodenstrahlrelais, bei denen der Anodenkreis mit dem Gitterkreis direkt oder indirekt gekoppelt ist, dadurch gekennzeichnet, daß als Kopplungselement für den Gitterkreis ein Ohmscher Widerstand benutzt wird.

In Fig. 10 ist ein Ausführungsbeispiel dargestellt. 1 bedeutet die Röhre, deren Anodenkreis mit Hilfe des Transformators 2 mit der Antenne 3 gekoppelt ist. 4 ist ein in der Antenne 3 geschalteter Ohmscher Widerstand, beispielsweise ein einfacher Widerstandsdraht, der zweckmäßig über einen Kondensator 5 mit dem Gitterkreis der Röhre 1 verbunden ist. Die bisher bekannten „Rückkopplungsschaltungen" hatten nämlich den Nachteil, daß mit Veränderung der Wellenlänge die Amplitude, welche auf den Gitterkreis einwirkt, schwankt. Dieses ist darauf zurückzuführen, daß als Kopplungselemente bei den bisherigen Einrichtungen Selbstinduktionen oder Kapazitäten benutzt wurden, deren Widerstände von der Frequenz abhängig sind. Mit der Erhöhung der Frequenz wuchs daher die Spannung im Gitterkreise. Dieser Nachteil der bisherigen Schaltungsanordnungen wird durch die Benutzung eines Ohmschen Widerstandes als Kopplungselement für den Gitterkreis vermieden.

K. P. 310652. Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde und C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof. Vom 15. März 1918 (ausgegeben am 11. September 1919).

1. Schaltungsanordnung für Strahlröhren mit glühender Kathode mit Wechselstrom als Speisestrom und Heizstrom, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Konstanthaltung des Heizstromes bei Änderung der Belastung der Wechselstromquelle in den Stromzweig der Kathode eine Selbstinduktion eingeschaltet ist, die im Felde des Transformators des Speisestromes liegt.

2. Ausführungsform der Schaltungsanordnung nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch einen dreischenkligen Speisestromtransformator, dessen eine Wicklung im Heizstromkreis der Kathode liegt.

Fig. 11 zeigt eine solche Anordnung schematisch in den wesentlichen

Digitized by Google

Punkten. Der Glühfaden k ist mit einer Selbstinduktion s parallel zu den Klemmen einer Wechselstrommaschine w gelegt, die über den Transformator t_1 t_2 dem Anodenkreis Energie zuführt. In der Strahlröhre kann ferner eine Hilfselektrode h vorgesehen sein, die in einer geeigneten und üblichen Schaltungsanordnung mit der Kathode oder der Anode verbunden ist. Die Anordnung kann auch derart getroffen werden, daß ein besonderer Heiztransformator, dessen Primär- oder Sekundärwicklung im Feld des Speisestromtransformators liegt, zur Zuführung des Heizstromes dient.

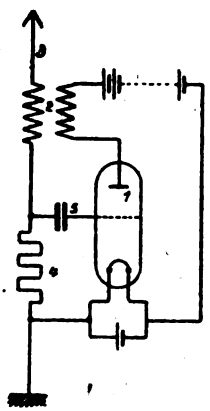


Fig. 10.

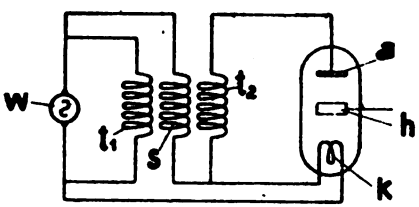


Fig. 11.

Wesentlich ist, daß ein dreischenkliger Transformator Anwendung findet, dessen eine Wicklung Speisestrom führt. Infolgedessen besteht eine besonders zweckmäßige Ausführungsform darin, einen dreischenkligen Speisestromtransformator gemäß Ausführungsbeispiel zu benutzen, dessen Wicklung im Heizstromkreis der Kathode liegt.

D. R. P. 314 201. Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin. Vom 30. Oktober 1914. Unionspriorität der Vereinigten Staaten von Amerika vom 29. Oktober 1913 (ausgegeben am 3. September 1919).

Einrichtung zur Erzeugung von Wechselstrom, insbesondere von Hochfrequenzströmen, mittels eines Entladungsgefäßes mit einer Kathode (3), welche unabhängig von irgend welcher Gasionisierung Elektronen aussendet und vorzugsweise in einem Glühfaden besteht, einer oder mehreren Anoden (4, 4') und einer oder mehreren Hilfselektroden (5, 5'), die vorzugsweise zwischen der Kathode und den Anoden angeordnet sind und aus Drahtgittern bestehen, wobei die Anodenstromkreise, welche die die elektrische Energie liefernde Stromquelle (7) enthalten, mit den Hilfselektrodenstromkreisen (Gitterstromkreisen) kapazitiv oder

Digitized by Google

induktiv lose gekoppelt sind, dadurch gekennzeichnet, daß die im Anodenstromkreis liegende Drosselspule (8) gleichzeitig in Verbindung mit einer mit ihr fest gekoppelten Sekundärwicklung (11) zur Transformierung der erzeugten Wechselströme dient.

Fig. 12 zeigt beispielsweise eine Ausführung der Einrichtung.

K. P. 303 972. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 30. September 1917 ab (ausgegeben am 22. Juli 1919).

1. Sende- und Empfangsschaltung für die drahtlose Telegraphie, bei der eine Kathodenröhre als Generator und Audionempfänger benutzt

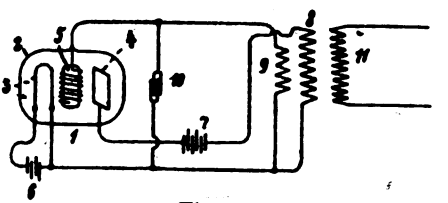


Fig. 12.

wird, gekennzeichnet durch die Verwendung eines Sende-Empfangs-Umschalters (gegebenenfalls Morsetaste), welcher die Leitungsverbindung beim Senden und Empfangen so wählt, daß sowohl die günstigsten Spannungen als auch die günstigsten Kopplungen für beide Betriebsarten hergestellt sind.

2. Sende- und Empfangsschaltung nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch zwei getrennte Kopplungsspulen zur Kopplung mit der Antenne, von denen die eine beim Senden eingeschaltet wird und hierbei den Erregerkreis mit der Antenne in enger Kopplung verbindet, während die andere Kopplungsspule beim Empfangen eingeschaltet wird und hierbei die Antenne mit dem Sekundärkreis lose koppelt.

3. Sende- und Empfangsschaltung für die drahtlose Telegraphie nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß der Senderröhre eine zweite für einen guten Empfang dimensionierte Röhre parallel geschaltet ist, zu deren Inbetriebsetzung die Kathodenheizung der Senderröhre aus- und die der Empfangsröhre eingeschaltet wird.

Fig. 13 zeigt ein Ausführungsbeispiel dieser zum Gegensprechen dienenden Schaltung.

K. P. 310158. C. Lorenz, Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof. Vom 4. Januar 1918 ab (ausgegeben am 22. Juli 1919).

1. Radiotelegraphische Station für Strahlröhren mit Hilfselektrode,

Digitized by Google

dadurch gekennzeichnet, daß die Röhren in Senderschaltung als Generator zur Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen benutzt werden, während bei Umschaltung auf Empfang eine oder ein Teil der Röhren in Empfangsschaltung als Ventil und Generator zur Erzeugung von

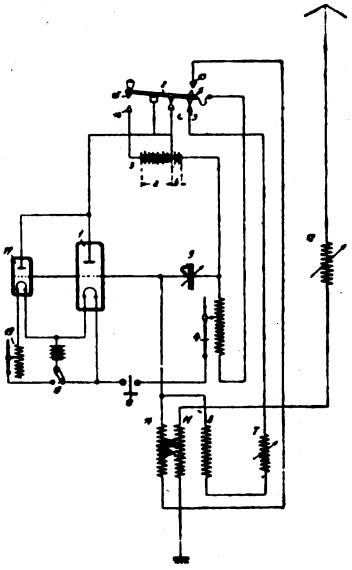


Fig. 13.

Hilfsschwingungen, der übrige Teil der Röhren als Verstärker verwendet wird.

2. Empfangsschaltung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der bzw. die Verstärker transformatorisch mit dem Telephonkreis des Hilfsgenerators gekoppelt ist bzw. sind.

Fig. 14 zeigt diese Schaltung. In der Empfangsschaltung (Stellung der Schalter auf *E*) ist die Röhre g_1 Generator zur Erzeugung der Hilfsschwingungen und die Röhre g_2 Verstärker. Die Schalter, die zwischen der Antennenspule und dem Gitter bzw der Kathode der Röhre g_1 liegen, sind in diesem Falle geöffnet, in Sendestellung geschlossen. Sie werden zweckmäßig mit dem Schalter zwischen den beiden Gittern und den beiden Anoden zwangläufig betätigt.

In Senderschaltung, in welcher die beiden Schalter in geschlossener Stellung sich befinden, sind beide Röhren als Generator parallelgeschaltet.

Digitized by Google

K. P. 298 460. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 3. Oktober 1914 (ausgegeben am 8. September 1919).

1. Ohne Glimmlicht arbeitende Kathodenstrahlröhre (Elektronenrelais), dadurch gekennzeichnet, daß der Glühfaden der Kathode senkrecht zur Fläche der Gitterelektrode in die Röhre hineingeführt ist, zum Zwecke, den Glühfaden in unmittelbarer Nähe der Gitterelektrode ohne Gefahr eines Kurzschlusses anordnen zu können.

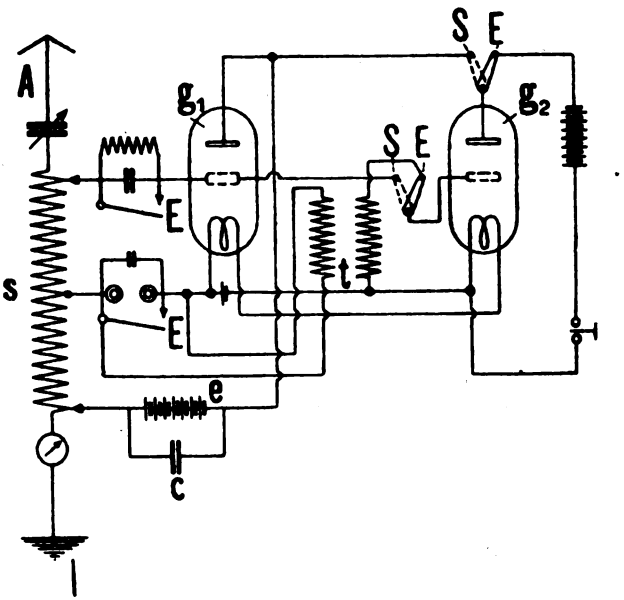


Fig. 14.

Unteransprüche beziehen sich darauf, daß der Glühkörper der Kathode hängend angeordnet ist, daß die als Spirale, Schlange o. dgl. ausgebildete Gitterelektrode in sich durch ein Gestell aus isolierendem Material versteift ist, und daß die Gitterelektrode mit der Anode durch isolierende Distanzstücke zu einem in sich steifen Ganzen vereinigt ist.

K. P. 298 470 derselben Gesellschaft. Vom 22. Juni 1915 ab (ausgegeben am 8. September 1919).

1. Kathodenstrahlröhre mit Hilfselektrode (Gitter), dadurch gekennzeichnet, daß die Glühkathode an denjenigen Stellen, welche nicht der Hilfselektrode zugewendet sind, mit einer Abschirmvorrichtung versehen ist.

Unteransprüche beziehen sich darauf, daß die Abschirmvorrichtung

Digitized by Google

die Form eines geschlossenen Mantels besitzt, daß die Abschirmvorrichtung aus Teilen eines Mantels (Platten) besteht, daß die Abschirmvorrichtung aus Metall besteht, daß zwecks Schaffung eines Potentials die Abschirmvorrichtung mit einer Spannungsquelle verbunden ist, und daß die metallische Abschirmvorrichtung einen Teil der Röhrenwand bildet.

In Fig. 15 ist eine solche Röhre dargestellt. 4 bedeutet dort die Abschirmvorrichtung.

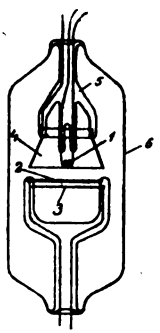


Fig. 15.

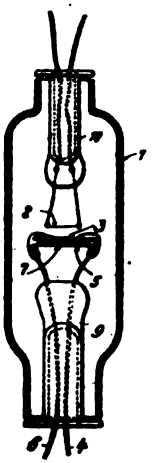


Fig. 16.

K. P. 299 103 derselben Gesellschaft. Vom 21. März 1915. Zusatz zu K. P. 298 460 (siehe oben) (ausgegeben am 11. September 1919).

Kathodenstrahlröhre zur Verstärkung bzw. Erzeugung von hochfrequenten Wechselströmen gemäß Patent 298 460, gekennzeichnet durch eine Heizkathode von großer Oberfläche, welche mit ihren Zuleitungen zusammen in einer Ebene senkrecht zur Gitterelektrode angeordnet ist und aus mehreren räumlich parallel geführten und elektrisch parallelgeschalteten Einzeldrähten besteht, die auf nur zwei festen Trägern angeordnet sind.

K. P. 299 104 derselben Gesellschaft. Vom 21. März 1915; ebenfalls Zusatz zu K. P. 298 460 (siehe oben) (ausgegeben am 11. September 1919).

Kathodenstrahlröhre gemäß Patent 298 460, dadurch gekennzeichnet,

Digitized by Google

daß das Gitter (3) und die Anode (5) nebst den Leitungen (4 und 6) an einem Bodenstück (9) und der Glühfaden (2) an einem Deckelstück (10) befestigt sind, derart, daß das Bodenstück (9) und das Deckelstück (10) samt den daran befestigten Teilen als Ganzes in die Röhre eingeführt und mit dieser verschmolzen werden können (Fig. 16).

K. P. 299 105 derselben Gesellschaft. Vom 21. März 1915. Zusatz zu demselben K. P. 298 460 (siehe oben) (ausgegeben am 18. September 1919).

1. Kathodenstrahlröhre gemäß Patent 298 460, dadurch gekennzeichnet, daß bei Verwendung von Isoliermaterial zur Befestigung bzw. Versteifung der Elektroden der direkte Weg zwischen Kathode und Gitterelektrode möglichst frei von festem Isoliermaterial gehalten wird.

2. Kathodenstrahlröhre nach Anspruch 1, mit einer Gitterelektrode in Spiral- oder Schlangenform, dadurch gekennzeichnet, daß die aus Isoliermaterial bestehenden Versteifungen für die Gitterelektrode diese in dem der Kathode zugekehrten Raum und namentlich in der Nähe der Kathode nicht oder nur sehr unwesentlich überragen.

K. P. 301 755 derselben Gesellschaft. Vom 5. Juli 1917 ab (ausgegeben am 15. September 1919).

Verfahren zur Prüfung von mit Rückkopplung versehenen Kathodenröhrenapparaten, dadurch gekennzeichnet, daß die Wirkung des Kathodenröhrenapparates auf den Ton eines damit verbundenen Summers bei Veränderung der Rückkopplung beobachtet wird.

K. P. 298 804 derselben Gesellschaft. Vom 7. März 1917 (ausgegeben am 18. September 1919).

1. Verfahren zum Kühlen von Vakuumröhren aus Glas, dadurch gekennzeichnet, daß die Röhre mit einem mit Rippen versehenen Mantel aus gut Wärme leitendem Material (Metall) umgeben wird, wobei sie zweckmäßig zylindrisch ausgebildet ist.

2. Ausführungsform des Verfahrens nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zur Verbesserung der Kühlwirkung eine künstliche Ventilation angeordnet ist.

Digitized by Google

Bei der Redaktion eingegangene Bücher.

(Die nähere Besprechung behält sich die Schriftleitung vor.)

Erwin Paul Lincke, Abrüstung und Funkverkehr. Verlag R. Eisenschmidt, Berlin 1919. 52 Seiten mit 22 Figuren. Preis M. 2.75

Arthur Haas, Einführung in die theoretische Physik mit besonderer Berücksichtigung ihrer modernen Probleme. Erster Band. Theorie der Bewegung, der Elektrizität und des Lichts. Verlag von Veit & Comp., Leipzig 1919. 384 Seiten mit 50 Figuren. Preis M. 14.— geheftet, M. 17.50 gebunden plus 30 % Teuerungszuschlag.

Dr. Heinrich Stern und **Dr. Joseph Oppenheimer**, Kommentar zum Patentgesetz. Verlag von Hess, Stuttgart 1919. 347 Seiten. Preis M. 25.50 plus 10 % Teuerungszuschlag.

Bücherbesprechungen.

P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten. (Abhandlungen der Heidelberger Akademie der Wissenschaften, Mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse, Abhandlung 5.) 266 Seiten und 7 Kurventafeln. Verlag von Carl Winter, Heidelberg 1918. Geh. M. 16.—

In diesem wertvollen Buche faßt Lenard, dem wir nicht nur die ersten grundlegenden Versuche über die Kathodenstrahlen verdanken, sondern von dem oder unter dessen Einfluß der überwiegende Teil aller Arbeiten gemacht worden ist, die Fortschritte auf diesem Gebiet gebracht haben, alles zusammen, was an quantitativen Gesetzmäßigkeiten und Messungsergebnissen über diesen Gegenstand bekannt ist. Unter Kathodenstrahlen versteht er dabei ganz allgemein jede Elektronenstrahlung von den „langsamen Elektronen", die ihre Geschwindigkeit beim Durchlaufen von wenigen Volt erhalten haben, wie sie also zum Beispiel in den Glühkathodenröhren der drahtlosen Telegraphie vorkommen, bis zu den schnellsten β-Strahlen der radioaktiven Substanzen. Als Anlaß zur Herausgabe des Buches bezeichnet der Verfasser in der Einleitung, daß es kaum einen Gegenstand gebe, „der die Aufmerksamkeit der Fachleute und in einiger Beziehung auch weiterer Kreise in den letzten zwei Jahrzehnten so wesentlich in Anspruch genommen hätte, zugleich aber in einen so verfahrenen Zustand gekommen ist wie der hier zu behandelnde." Wer die außerordentlich umfangreiche Literatur über dieses Gebiet ohne sehr gründliche Kritik studiert, kann in der Tat den Eindruck bekommen, es ließen sich exakt quantitative Gesetze hier überhaupt nicht aufstellen. Der Grund liegt darin, daß einerseits ein Kathodenstrahl eine wesentlich andere und kompliziertere Erscheinung ist als z. B. ein Lichtstrahl und daß es dementsprechend sehr großer Vorsicht bedarf, wenn man Begriffe wie Absorption, Reflexion, Diffusion usw. vom optischen Gebiet auf das der Kathodenstrahlen überträgt. In mangelnder Schärfe der Definition dieser Begriffe und in der Bezeichnung verschiedener Begriffe mit demselben Namen bei verschiedenen Autoren ist ein

Digitized by Google

großer Teil der Widersprüche zwischen den Angaben verschiedener Forscher begründet. Andererseits sind aber gerade beim experimentellen Arbeiten mit Kathodenstrahlen die zu überwindenden Schwierigkeiten außerordentlich groß. Zuverlässige Resultate sind nur zu erhalten bei sorgfältiger Ausschaltung zahlreicher Fehlerquellen, von denen hier als Beispiel nur die mangelnde Abschirmung der beim Betrieb des Entladungsrohres mit Induktor oder Influenzmaschine auftretenden Schwingungen erwähnt sei, durch welche namentlich in der ersten Zeit viele Arbeiten gefälscht worden sind. — Das Buch gliedert sich in einen allgemeinen und einen umfangreicheren speziellen Teil. Im allgemeinen Teil behandelt der Verfasser verschiedene prinzipielle Fragen der experimentellen Technik und setzt sich mit den Anschauungen anderer Autoren, besonders über den Absorptionsvorgang, auseinander. Ferner enthält dieser Teil die Definitionen der wichtigsten Begriffe und die Erklärung zu den beigegebenen Tabellen und Kurventafeln. Im speziellen Teil werden die einzelnen Erscheinungsgebiete wie Geschwindigkeitsverlust, Absorption, Sekundärstrahlung, Diffusion usw. mit großer Ausführlichkeit behandelt und zwar so, daß sämtliche hierauf bezüglichen Arbeiten kritisch durchgesprochen und die gesicherten quantitativen Ergebnisse daraus abgeleitet werden. Die Kritik der Arbeiten anderer Autoren ist zum Teil von großer Schärfe. Auf sachliche Einzelheiten in dieser Beziehung kann hier nicht eingegangen werden. Die zahlenmäßigen Ergebnisse sind in sehr übersichtlichen Tabellen und Kurventafeln zusammengestellt, welche nicht nur ein vorzügliches Hilfsmittel beim Studium der Eigenschaften der Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten, sondern vor allem auch für den praktischen Gebrauch von großem Werte sind, so daß das Buch für jeden, der auf diesem Gebiete arbeitet, zum Handwerkszeug gehören wird. Manche Kapitel werden auch für die bei den Glühkathodenröhren der drahtlosen Telegraphie auftretenden Fragen von Wichtigkeit sein, insbesondere für Röhren mit Gasfüllung. Zur ersten Einführung in die Lehre von den Kathodenstrahlen dagegen ist das Buch naturgemäß weniger geeignet, da die überall bis in die Einzelheiten gehende Darstellung die Übersicht erschwert. Dr. G. Hertz.

W. Wien, Vorträge über die neuere Entwicklung der Physik und ihrer Anwendungen. Gehalten im Baltenland im Frühjahr 1918 auf Veranlassung des Oberkommandos der achten Armee. IV u. 116 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1919. Geh. M. 6.—

Von den drei Vorträgen enthält der erste mit der Überschrift „Neuere Errungenschaften der Physik" eine Übersicht über die Fortschritte auf dem gesamten Gebiete der experimentellen und theoretischen Physik in den letzten drei Jahrzehnten. Die Darstellung ist gedrängt, da eine außerordentlich große Menge von Einzeltatsachen im Raume von 39 Seiten zusammengefaßt ist, sie gibt aber gerade dadurch einen sehr lebhaften Eindruck von dem Umfang und der Bedeutung der in der letzten Zeit neu gewonnenen Erkenntnisse. Dem Nichtphysiker wird infolge der Kürze der Darstellung manches unverständlich bleiben. Dagegen wird allen denen, die in der Kriegszeit keine Gelegenheit zu wissenschaftlicher Beschäftigung gehabt haben, dieses abgerundete Bild sehr willkommen sein, zumal da der in den Bemerkungen zu dem Vortrage hinzugefügte Literaturnachweis den

Digitized by Google

Weg zu eingehendem Studium der einzelnen Gebiete weist. Daß der Name des Verfassers für die sachliche Richtigkeit der Darstellung unbedingte Gewähr bietet, braucht kaum besonders hervorgehoben zu werden. — Der zweite Vortrag: „Physik und Erkenntnistheorie" behandelt die Berührungspunkte, welche diese beiden Wissenschaften miteinander haben. Nach einer kurzen Darstellung der nichteuklidischen Geometrie wird die Machsche Lehre von der Relativität aller Bewegungen, die Entwicklung der Elektrodynamik bewegter Körper und das Einsteinsche spezielle und allgemeine Relativitätsprinzip besprochen, welches in seiner Auffassung von Raum und Zeit in das Gebiet der Erkenntnistheorie hinüberführt. Auf den folgenden Seiten setzt sich der Verfasser mit den Machschen Lehren auseinander, wobei auch die Auseinandersetzung zwischen Mach und Planck und der leidenschaftliche Kampf Goethes gegen die Newtonschen Farbentheorie erwähnt wird. Endlich wird die erkenntnistheoretische Grundlage der Statistik sowie die Frage der Atom- oder Kristall-Modelle besprochen. — Der dritte Vortrag behandelt „Physik und Technik". Nach einer Einleitung, in welcher auf das im Gegensatz zur Chemie ungenügende Zusammenarbeiten zwischen wissenschaftlicher Physik und Technik hingewiesen und einiges über die Physikalisch-technische Reichsanstalt gesagt wird, wird eine Übersicht über diejenigen Gebiete der Technik gegeben, die in den letzten Jahren unmittelbar von der Physik beeinflußt worden sind. Nach einer kurzen Behandlung der verschiedenen technischen Anwendungen des Kreisels folgt eine ausführliche Darstellung der drahtlosen Telegraphie, die zwar dem Fachmann auf diesem Gebiete nichts Neues bietet aber doch manche interessante Einzelheiten, z. B. über Glühkathoden-Röhren, Richtempfänger und funkentelegraphische Ortsbestimmung bringt. Weiterhin wird die drahtlose Telephonie behandelt, ferner die Röntgentechnik, die Technik der elektrischen Beleuchtung und die Anwendung der radioaktiven Substanzen, endlich die Verflüssigung der Gase und die optische und Glas-Industrie. Am Schlusse weist der Verfasser noch einmal auf die Notwendigkeit eines engeren Zusammenhangs zwischen Physik und Technik hin. Er sieht in den größeren Mitteln, welche die amerikanische Industrie auf die Einrichtung von eigenen großen physikalischen Laboratorien verwandt hat, den Grund dafür, daß sie uns in den letzten Jahren auf manchen Gebieten, besonders auch auf dem Gebiete der Glühkathoden-Röhren, überholt hat. — Auch dem zweiten und dritten Vortrage sind in den Anmerkungen eine große Anzahl von Literatur-Nachweisen beigefügt. In einer Bemerkung zum dritten Vortrage entwickelt der Verfasser seine Ansichten über die Frage nach der kriegswirtschaftlichen Seite der technischen Leistungen, insbesondere auch die damit zusammenhängenden Fragen des Patentrechts. Dr. G. Hertz.

Digitized by Google

Mitteilungen.

Bildung eines Fachausschusses für elektrisches Nachrichtenwesen beim Elektrotechnischen Verein.

Um einzelne wichtige Sondergebiete der Elektrotechnik mehr als bisher pflegen zu können, hat der Elektrotechnische Verein Fachausschüsse gebildet. Diesen Fachausschüssen liegt namentlich die Vorbereitung von Fachsitzungen ob, die künftig neben den ordentlichen Versammlungen des Vereines abgehalten werden sollen. Bisher sind folgende Fachausschüsse gebildet worden:

1. Fachausschuß für elektrisches Nachrichtenwesen,
2. Fachausschuß für elektrisch angetriebene Werkzeuge und Maschinen,
3. Fachausschuß für theoretische Elektrotechnik.

Für die Leser unserer Zeitschrift ist vor allem der Fachausschuß für elektrisches Nachrichtenwesen von Interesse, der sich besonders auch die Pflege der drahtlosen Telegraphie und Telephonie angelegen sein lassen will. Der Fachausschuß beabsichtigt bereits in diesem Winter alle 4 Wochen Fachsitzungen zu veranstalten. Zu den Fachsitzungen wird die Gesamtheit der Mitglieder des Elektrotechnischen Vereins durch Ankündigung in der Elektrotechnischen Zeitschrift eingeladen. Diejenigen Vereinsmitglieder, welche einem bestehenden Fachausschuß den Wunsch ausgesprochen haben, werden zu den Versammlungen durch besondere Mitteilung eingeladen. Außerdem sollen von Fall zu Fall Einladungen an andere wissenschaftliche Vereine und Fachkreise ergehen, für welche der Verhandlungsgegenstand Interesse hat.

Mit diesem Heft schließt der **14. Band des „Jahrbuches“.**

Infolge der ungeheuren Erhöhung der Herstellungskosten wird der Abonnementspreis des Band 15 von Mk. 20.— auf **Mk. 25.**— erhöht.

M. Krayn, Verlagsbuchhandlung, Berlin W. 10.

Digitized by Google

Fig. 4.

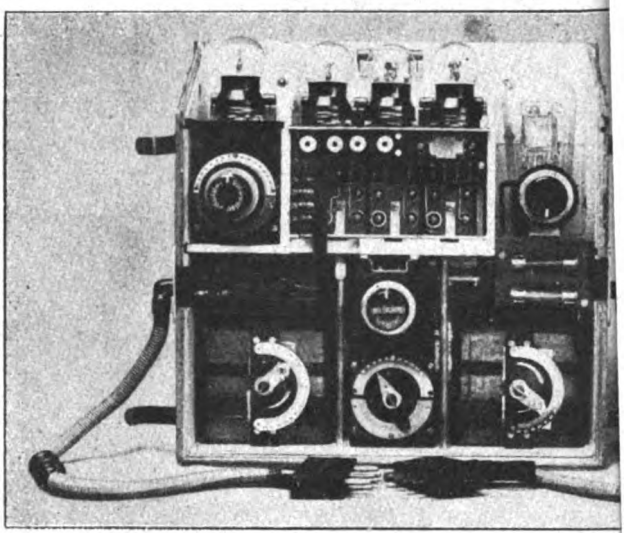


Fig. 5.

Ludwig Kühn.

Digitized by Google

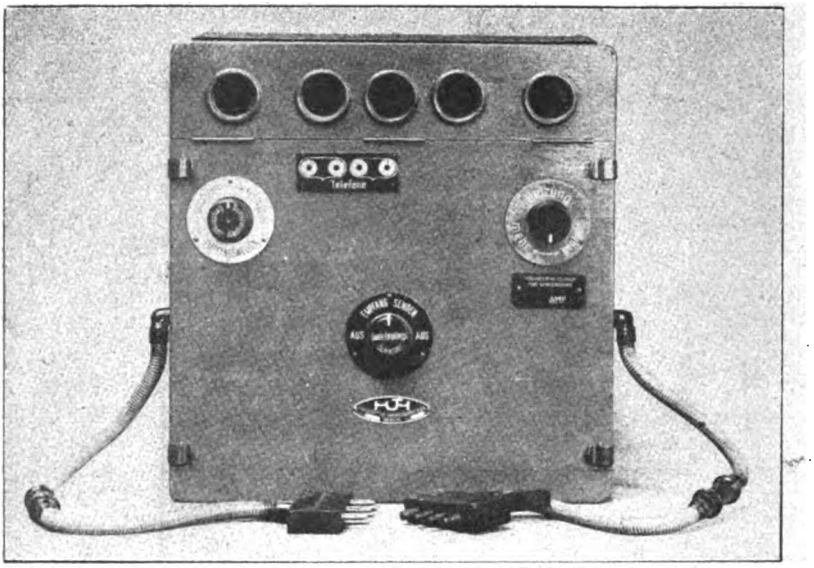


Fig. 6.

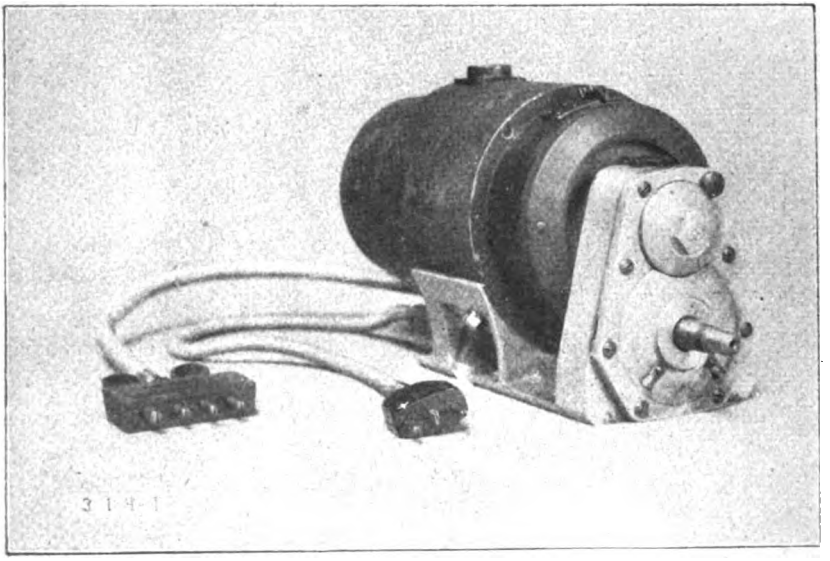


Fig. 7.

Ludwig Kühn.

Verlag von M. Krayn in Berlin W.

Digitized by Google

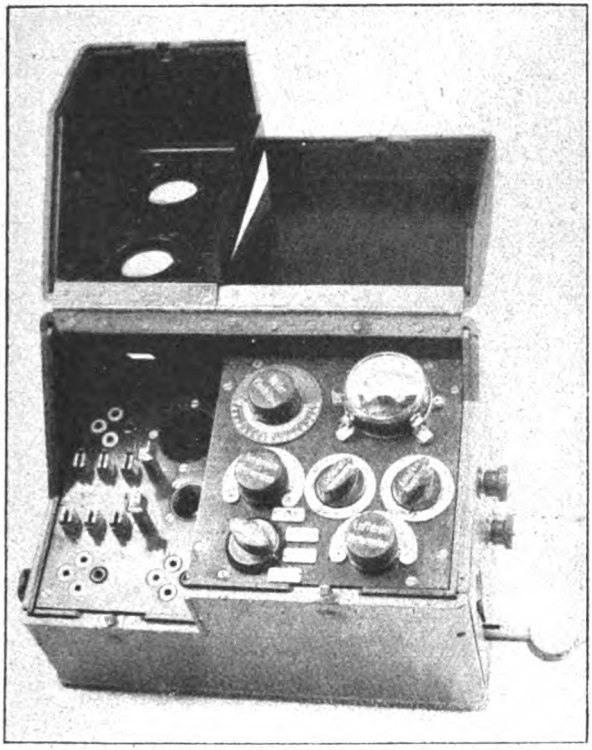


Fig. 8.

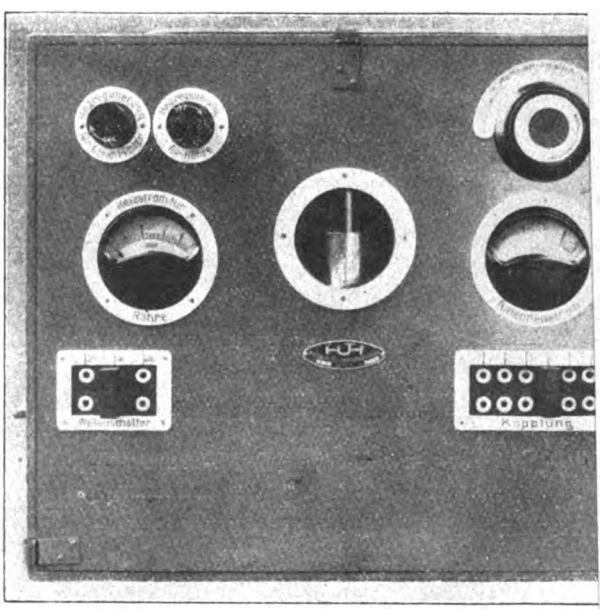


Fig. 13.

Digitized by Google

Ludwig Kühn.

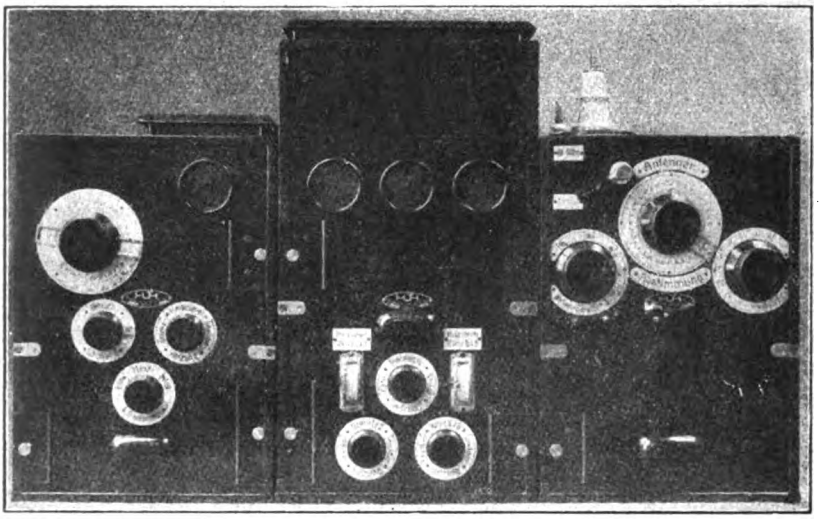


Fig. 14.

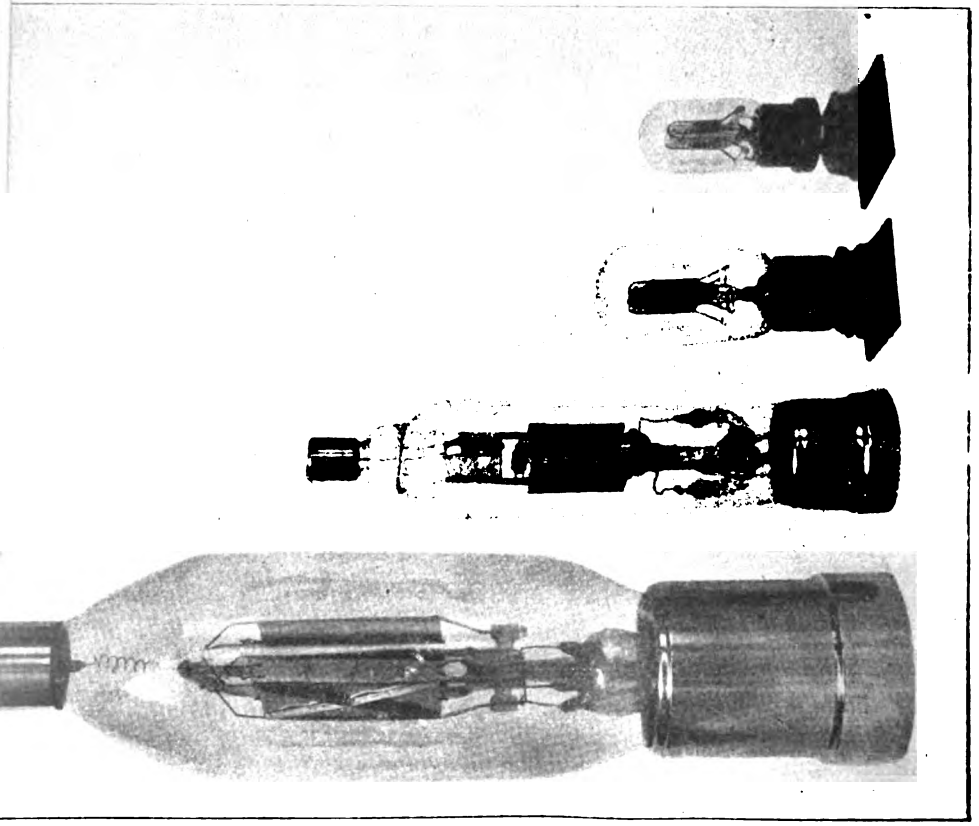


Fig. 17.

Digitized by Google

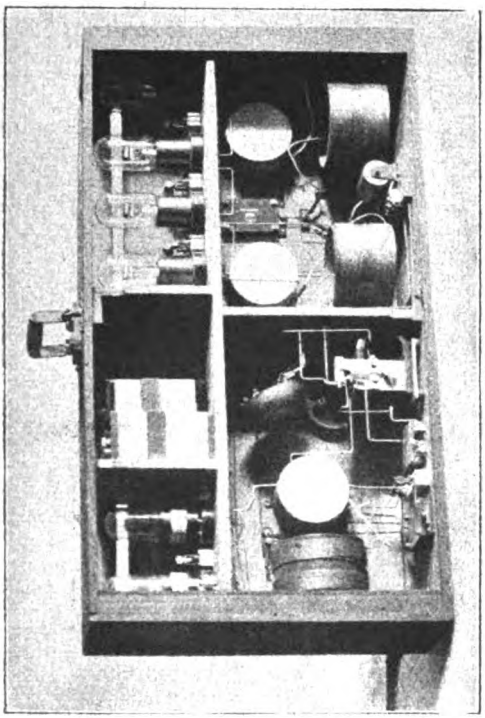
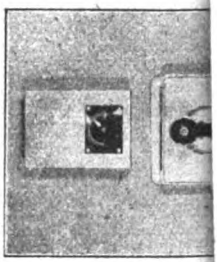
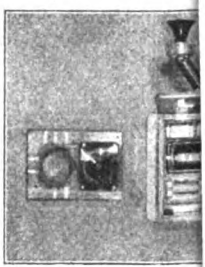


Fig. 2.





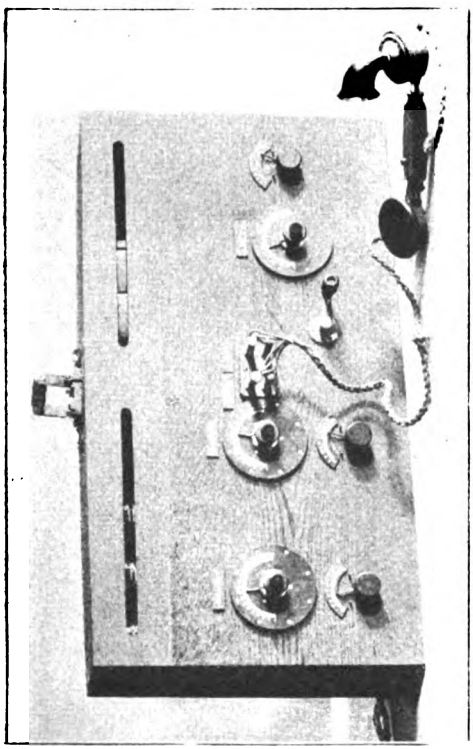
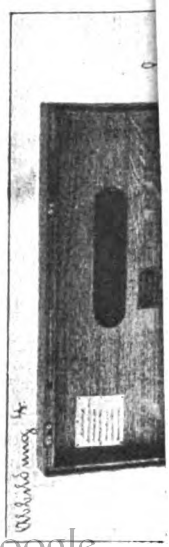
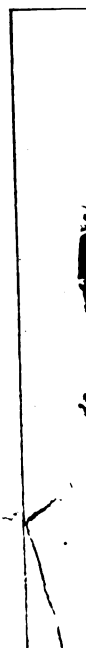


Fig. 1.



Teilnehmer.

Amt.



Digitized by Google

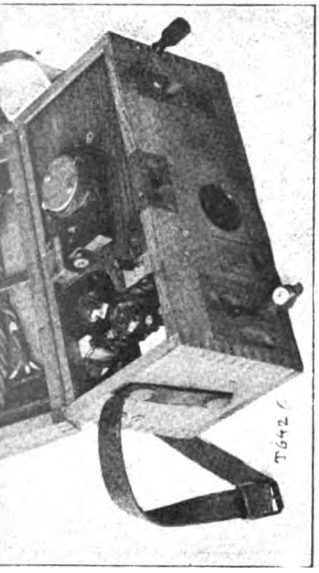


Fig. 11.

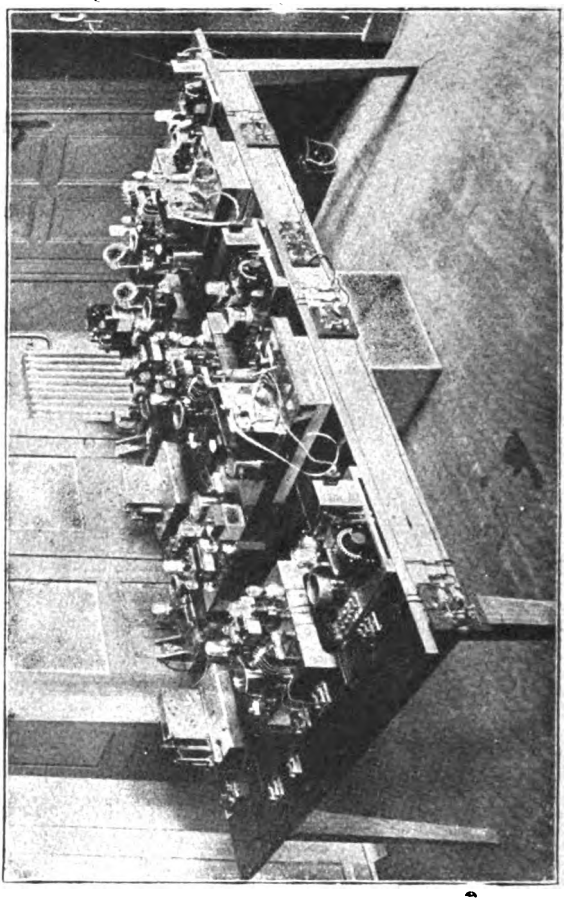


Fig. 16.

Fig. 8.

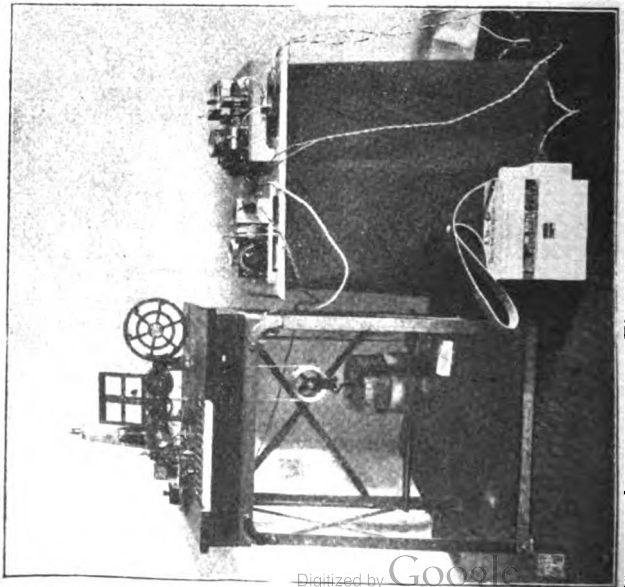


Fig. 15.

Digitized by Google

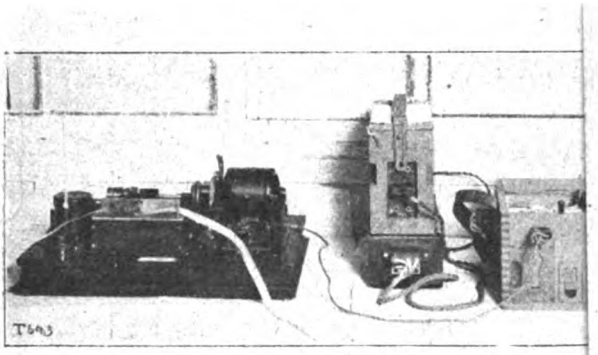


Fig. 18.

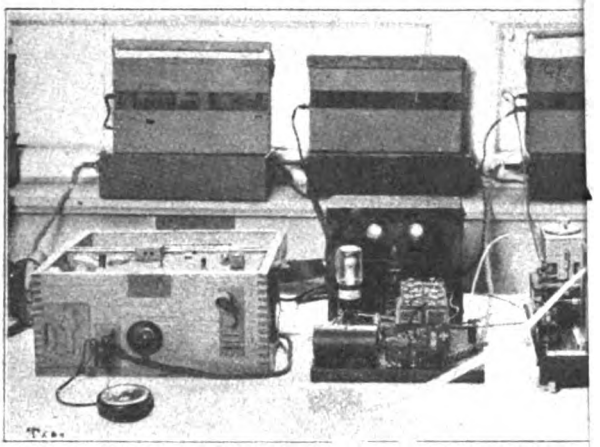


Fig. 19.

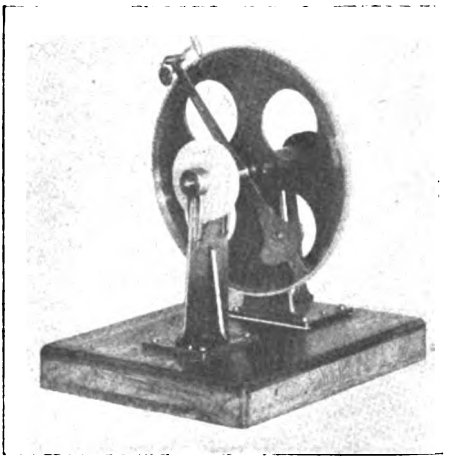


Fig. 20.

H. Fassbender und **E. Habann.**

Verlag von M. Krayn in Berlin W.

Digitized by Google

Fig. 3.

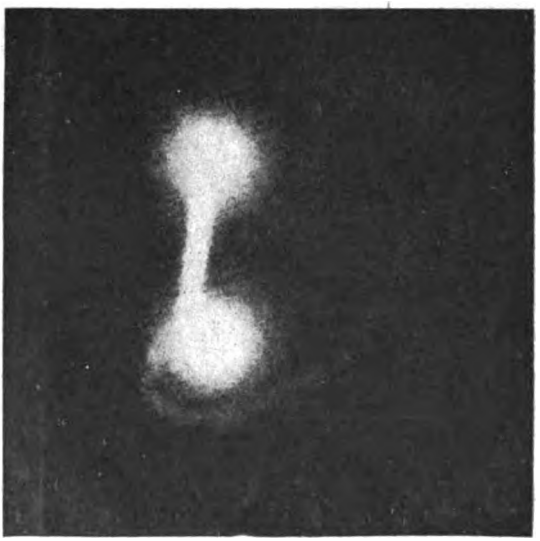


Fig. 4.

Gustav Zickner.

Verlag von M. Krayn in Berlin W.

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

YE 03932

Digitized by Google

Digitized by Google